

MTA Számítástechnikai és Automatizálási Kutató Intézet Budapest



MAGYAR TUDOMÁNYOS AKADÉMIA
SZÁMITÁSTECHNIKAI ÉS AUTOMATIZÁLÁSI KUTATÓ INTÉZET

FREKVENCIAOSZTÁSOS, KÖZÉPFREKVENCIÁS INVERTER ELMÉLETE

dr.Nagy István

A kiadásért felelős:

Dr. Arató Mátyás

Jelen dolgozat a 4.4.4 "Középfrekvenciás
inverterek" című intézeti alapkutatási
téma keretében készült

Készült az Országos Műszaki Könyvtár és Dokumentációs Központ házi
sokszorosítójában
F.v.: Janoch Gyula

NAGY ISTVÁN

FREKVENCIAOSZTÁSOS, KÖZÉPFREKVENCIÁS INVERTER ELMÉLETE

c. értekezés

Budapest
1974

TARTALOMJEGYZÉK

	Oldal
JELÖLÉSJEGYZÉK	V
BEVEZETÉS	VII
1. <u>A KÖZÉPFREKVENCIAÁS INVERTER IRODALOM ÁTTEKINTÉSE ÉS ÉRTÉKELÉSE</u>	1
1.1 Középfrekvenciás tirisztorok igénybevételei	1
1.2 Középfrekvenciás inverterek alkalmazásai	3
1.3 Ismert kapcsolások	4
1.3.1 Váltó-egyen-váltó inverterek	7
1.3.2 Váltó-váltó inverterek	12
1.3.3 Frekvenciaosztásos inverterek	13
1.4 Az irodalomban található elméleti eredmények és vizsgálati mód- szerek	17
2. <u>KAPCSOLÁSI ELRENDEZÉS</u>	21
2.1 Alinverter	21
2.2 Induktortekercs	22
2.3 Működési alapelv	24
2.4 Kiindulási kapcsolat	25
2.5 Átalakítás	28
2.6 30 kW-os inverter főbb adatai	29
3. <u>AZ INVERTER KÖZELÍTŐ ANALIZISE</u>	33
3.1 Vizsgálati módszer	34
3.2 Bemenő kör	36
3.3 Kimenő kör	37
3.4 Inverter üzemmódok	42
3.5 Zérus gyújtásszög	45
3.6 Gyújtásszög változtatás	48
3.7 Méretezési görbék ($\Omega=1$)	57
3.8 Fázisgörbék az általános esetre	60
3.9 Vizsgálat kis változásokra ($\Omega \neq 1$)	62
3.10 Állandó bemenőfeszültséghez tartozó gyújtásszög ($\Omega \neq 1$)	67
3.11 $\alpha_e \sim \alpha_o$ sik vizsgálata	72
3.12 Gyújtásszög változtatás ($\Omega \neq 1$)	74
4. <u>TERHELŐKÖR</u>	79
4.1 Terhelőkör alapegyenletei	79
4.2 Összefüggések a bemenő- és a terhelőköri mennyiségek között ...	82
4.3 Impedanciadiagram	82
5. <u>KÖZELÍTŐ MÓDSZER TOVÁBBFEJLESZTÉSE</u>	87
5.1 Az új, közelítő módszer	88
5.2 Alapharmonikus áram	89
5.3 Számítógépes algoritmus	90
5.4 Számítógépes eredmények	94

	Oldal
6. <u>INDÍTÁS</u>	97
6.1 A rendszer leírása	97
6.2 Önvezérléses inverter indítása	99
6.3 Indítás a logikai oldalról	101
6.4 Közelítő vizsgálat félfrekvencián	104
6.5 Közelítő vizsgálat harmadfrekvencia környezetében	108
6.5.1 Számítási és mérési eredmények	110
6.6 Szűrőkör állandósult tranziens állapotban	113
6.7 Indulási tranziens folyamat közelítő vizsgálata	117
6.7.1 Szűrőkör	120
6.7.2 Terhelőkör	120
6.7.3 Soros rezgőkör	121
6.7.4 Digitális számítógépes eredmények	122
6.8 Gyjtásszögszabályozás elve	127
6.8.1 Mérési eredmények a gyjtásszögszabályozóval	128
7. <u>PONTOS ANALIZIS</u>	131
7.1 Bevezető	131
7.2 Analízis az átviteli függvény mátrixokkal	132
7.3 Analízis az állapotegyenletekkel. "0" és "1" állapotok váltakoznak	136
7.4 Analízis az állapotegyenletekkel a fedés esetére. "1" és "2" állapotok váltakoznak	140
7.4.1 Stabilitási vizsgálat	147
7.5 Digitális számítógépes eredmények	149
7.6 Laboratóriumi mérési eredmények	152
IRODALOMJEGYZÉK	159
TÉZISEK /külön kötetben/	
FÜGGELÉK /külön kötetben/	
MELLÉKLET /külön kötetben/	

JELÖLÉSJEGYZÉK

Általában az időfüggvényeket kis betűk, az állandókat nagy betűk jelölik. Valamely x változó kis megváltozását Δx jelöli. A Laplace, ill. Z transzformált mennyiségeket az időfüggvényektől jelölésben nem különböztettük meg. Valamely egyenlet Laplace, ill. Z transzformált jellegére az s , ill. z operátor megjelenése utal. Komplex vektorokat felülhuzás, konjugált komplex vektorokat a betű fölé tett \wedge jel, mátrixokat aláhuzás jelöli. Az \underline{x} oszlopvektor transzponáltja \underline{x}^T .

Az egyenleteket általában relatív egységekben írjuk fel. A feszültség relatív egysége az inverter által látott szinuszos terhelőköri feszültség névleges értékének csúcserőértéke, V_{oim} . Az áram relatív egysége $C_s \omega_s V_{oim}$. Az idő relatív egysége $1/\omega_p$. Az energia, ill. teljesítmény relatív egysége $C_s V_{oim}^2$, ill. $C_s \omega_s V_{oim}^2$. A relatív és nem relatív egységekben felírt változókat jelölésben nem különböztetjük meg egymástól.

Fontosabb jelölések: Latin betűk:

A	felület, energia
\underline{A}	állapotmátrix
B	indukció
C	kondenzátor kapacitása
$D_1 = \Omega / (\Omega^2 - 1)$	
d	átmérő
E	villamos térerősség
$\underline{e}_1^T = [1 \ 0 \dots 0]$	egységvektor
f	frekvencia
H	mágneses térerősség
\underline{I}	identitás mátrix
i	áram
j	$\sqrt{-1}$, futó koordináta differencia egyenletben
L	induktivitás
ℓ	távolság
N	menetszám
P	hatásos teljesítmény
Q	meddő teljesítmény, töltés
R	ellenállás, kör sugara
r	kör sugara

s Laplace operátor, áramsűrűség
 \underline{s} bal oldali sajátvektor
 T periódusidő, mintavételi idő
 t idő
 t_{off} szabaddáválási idő
 \underline{u} jobb oldali sajátvektor
 v feszültség
 w súlyfüggvény
 \underline{w} válaszmátrix
 X reaktancia
 \underline{x} állapotvektor
 Z impedancia
 $z = e^{sT}$, Z transzformációs operátor

Indexek:

a alapharmonikus
 ave átlagérték
 c kapacitív, vezető állapot
 e kialvási időpont
 i bemenő
 L induktív
 m csucsérték, fém
 N negatív
 n nem vezető állapot
 o kimenő
 p pozitív
 p terhelőkör, pozitív
 r.m.s. effektív érték
 s soros rezgőkör
 T tirisztor

Görög betűk:

α gyújtásszög
 $\alpha_{e2}(\alpha)$ határgörbe, az áramnak két szélső értéke van
 $\alpha_{e3}(\alpha)$ határgörbe, az áramnak három szélső értéke van
 $\alpha_{ei}(\alpha)$ határgörbe, az áramnak egy szélső értéke és egy zérus meredekségű inflexiós pontja van
 β i_o kimenőáram és a v_o kimenőfeszültség alapharmonikusai közötti szög (ld. 5.2.1 ábrát), a gyújtásszögeltolás az $(l+m)$ -ed frekvenciájú külső vezérlő jel esetén (ld. 6.5.1 ábrát).
 δ behatolási mélység
 γ fajlagos vezetőképesség
 η hatásfok
 μ permeabilitás
 ξ csillapítási tényező
 ρ fajlagos ellenállás
 τ idő
 ϕ fluxus
 $Q = \omega_s / \omega_p$
 ω körfrekvencia

BEVEZETÉS

Az értekezés a tárgykörét a középfrekvenciás tirisztoros inverterek viszonylag új területéről, a frekvenciaosztásos inverter témából vette. Az értekezés célja egy új, frekvenciaosztásos inverter megoldás bemutatása és elméleti alapjainak a kidolgozása.

Jelenleg a középfrekvenciás tirisztoros inverterek területén a kutatómunka egyik fő célkitűzése a felső frekvenciahatár megnövelése gazdaságos keretek között. Az új megoldás alkalmas a felső frekvenciahatár kiterjesztésére és gazdaságosabb az ismert eljárásoknál.

Az értekezés egyik fő célkitűzése az, hogy az összetett rendszer ellenére egyszerű, áttekinthető, közelítő, mérnöki módszereket dolgozzon ki az inverterben lezajló folyamatok leírására és az inverter méretezésére. A görbeseregek formájában, relatív egységekben közölt nagyszámu számítógépes eredmény és a kidolgozott algoritmusok egyaránt az inverter működésmódjának a megértéséhez és a tervezéséhez szeretnének segítséget nyújtani.

Az elmélet kiépítésében a problémák főbb forrásai a következők voltak: Az inverter erősáramu körében az energiatárolók és a matematikai vizsgálatokhoz szükséges változók száma nagy. Az inverter tirisztorok nemlineáris kapcsolatok eredményeznek a változók többsége között. Az inverter állandósult állapota is periódikusan ismétlődő tranziens állapotok sorozata, ezért még a stacioner viszonyok elemzéséhez is tranziens vizsgálati módszerek szükségesek.

Az értekezés hét Fejezetre tagozódik. Az első Fejezet áttekintést ad a középfrekvenciás, tirisztoros inverter-irodalomról. Értékeli az ismert inverterkapcsolásokat és alapot teremt az új, javasolt megoldás, valamint az ismert megoldások összevetésére. Megemlékezik a témakör jelentőségéről és kilátásairól.

A második Fejezet bemutatja az új, javasolt megoldást, ismerteti működési elvét és vezérlési módjait. Ez a fejezet leíró jellegű.

A harmadik Fejezet a javasolt megoldás egyszerűsített elméletét írja le. Az egyszerűsítés lényegében véve két közelítő feltételezésen alapszik. Az első feltételezés szerint a terhelőkört állandó frekvenciájú és amplitudójú, szinuszos feszültséggenerátorral helyettesítjük. Ez a közelítés az energiatárolók számát a három, terhelőköri energiatárolóval csökkenti. A második feltételezés értelmében az inverter tápláló egyenfeszültségét simának és állandónak vesszük, ami miatt a vizsgálati körből a négy szűrőköri energiatároló kimarad. A két közelítés jósági fokát a későbbi, pontosabb vizsgálatok és a kísérleti eredmények

ellenőrzik. Ez a Fejezet nagyszámu számítógépes eredményt közöl.

A negyedik Fejezet a terhelőkör közelítő vizsgálatával foglalkozik, és azt tételezi fel, hogy az inverter kimenőáramának csak az alapharmonikusa létesít feszültségeket a terhelőkörben. A közelítés jóságát a Fejezet igazolja. Ugyanez a Fejezet veti össze részletesebben a javasolt és az ismert frekvenciaosztásos inverterkapcsolásokat egymással.

Az ötödik Fejezet az előző kettő szintézise. Míg a harmadik Fejezet csak az inverteren, a negyedik pedig csak a terhelőkörön belüli jelenségeket vizsgálja, addig az ötödik Fejezet a két közelítő vizsgálati módszert összekapcsolja, figyelembe veszi az inverter és a terhelőkör kölcsönhatását, vagyis azt, hogy az inverter frekvenciája, az inverter által látott kimenőfeszültség változik a tirisztorok gyújtásszögével és a terheléssel. A fejezet nagyszámu digitális számítógépes eredményt közöl.

A hatodik Fejezet a javasolt inverter megoldás indítási problémáival foglalkozik. Egy új indítási módot ír le, amelyhez járulékos erősáramu kör nem szükséges, az indítás logika és szabályozás felőli beavatkozással valósul meg. A névleges kimenő frekvenciához képest fél- és harmadfrequencián, külső vezérléssel üzemelő inverter tárgyalása után a szűrőkör vizsgálata következik. Ezek a megfontolások részben az inverter indítási tranziens folyamatának itt javasolt új fajta vizsgálatát készítik elő. Ugyancsak itt tárgyalunk egy új, optimális gyújtásszög vezérlési elvet is. Az elméleti megfontolások igazolása céljából az egyes pontokhoz laboratóriumi kísérleti eredmények társulnak.

Az utolsó Fejezetben az előző közelítő analízisek ellenőrzésére egy pontosabb matematikai modell alapján végzünk vizsgálatot. Egyszerűbb esetben az átviteli mátrix, bonyolultabb esetben pedig az állapotegyenlet módszerrel oldjuk meg a feladatot. A pontos vizsgálat eredményeit összevetjük az egyszerűbb módszerek és nyolc megvalósított inverteren végzett részletes laboratóriumi mérések eredményeivel. Az értekezés az eredmények könnyebb alkalmazhatósága érdekében nagyszámu, digitális számítógéppel kiszámított görbesereget közöl. Az értekezés megírásához futtatott számítógépes programok száma mintegy félszáz. A programokat nem közöljük, csupán elvüket, az algoritmus lényegét írjuk le szükség esetén. Analóg számítógépes vizsgálatokat is végeztünk, de mivel a digitális számítógépes eredményekhez képest ezek újat nem adnak, az értekezésből kimaradtak.

Az értekezéshez csatolt Függelék és Mellékletek az értekezés fő mondanivalójának a megértéséhez nem szükségesek. A Függelékben tulnyomórészt a levezések gyűjtöttük össze, s így az olvasó valamennyi bizonyítási eljárásnak könnyen utánanézhet. A Melléklet ábraanyaga többségében csak illusztratív jellegű.

Az értekezés fontosabb, új eredményeit a tézisek foglalják össze.

Az értekezés a Magyar Tudományos Akadémia Számítástechnikai és Automatizálási Kutató Intézetében Dr. Rácz István professzor ur vezetése alatt dolgozó "Félvezetők erősáramu alkalmazása az automatizálásban" elnevezésű osztályon, a közép-frekvenciás, tirisztoros inverterek területén végzett kutatómunka során született új eredmények elméleti szempontból fontosabb részét foglalja össze. Néhány évvel ezelőtt, részben az itt leírt elvek alapján megépült egy 4 kHz-es, 30 kW-os, frekvenciaosztásos elvet alkalmazó tirisztoros inverter a javasolt, új megoldásban, indukciós hevítési célokra. Ez a típusú inverter azóta már ipari gyártásba került. A kutatómunka során néhány olyan, elméleti szempontból is érdekes eredmény született, amelyek részben a helyhiány, részben kisebb jelentőségük miatt nem kerültek az értekezésbe. Ilyen pl. a Hanna módszer tovább-fejlesztéseként kidolgozott optimális szűrőfójtó méretezési eljárás és a tisztán integráló elemekből felépülő logikai vezérlési rendszer, valamint a potenciális szigetelésre alkalmazott egyen-egyen inverter átkapcsolási transziens folyamatának a vizsgálata.

Köszönetnyilvánítások: Szeretném megragadni az alkalmat, hogy e helyen is köszönetet mondjak Dr. Rácz István professzor urnak, aki az egész munka során mélyreható és lényegyet érintő tanácsaival, megjegyzéseivel igen nagy segítségemre volt és akinek az értekezésben hivatkozott publikációiban leírt módszerek a 7.3 és a 7.4 pontokban közvetlenül is alkalmazásra kerültek. Szeretném megköszönni Miklós Dezsőné okl. villamosmérnök és Borda Gáborné technikus kollégáimnak, hogy a programozás fáradságos munkájában oly nagy segítségemre voltak, továbbá őszinte köszönetemet fejezem ki Lupán Károly okl. villamosmérnök kollégámnak a kézirat átolvasása során tett hasznos és részletes megjegyzéseiért. A gondos gépelés Cserhádi Ildikó, Dankovits Lászlóné és Hetényi Péterné, a szép ábrák Szalay Jánosné és Schmidt Jánosné munkáját dicsérik, kérem, fogadják ők is köszönetemet.

1. KÖZÉPFREKVENCIÁS INVERTER IRODALOM ÁTTEKINTÉSE ÉS ÉRTÉKELÉSE

A fejezet célja a középfrekvenciás, tirisztoros inverter témakör mai helyzetének a bemutatása, a téma aktualitásának az elemzése, néhány fontosabb probléma felvetése, valamint a téma perspektíváinak az érzékeltetése. Más szavakkal célnünk lesz értékelő, elemző módon a vonatkozó szakirodalomról egy keresztmetszetet nyújtani. Ez a munka ebben a Fejezetben nem zárul le. Ugyanis csak a 4. Fejezetben leszünk abban a helyzetben, hogy az általunk javasolt megoldást az irodalomból ismertekkel részletebben összevethessük (4.6 pont). Másrészt e helyen nem emlékezünk meg a középfrekvenciás inverterek egyik fontos problémájáról, az indításról. Erről a 6. Fejezetben lesz majd szó (6.2...6.6 pontok) és az erre vonatkozó irodalmi hivatkozásokra is ott kerül majd sor.

Nem tekintjük feladatunknak azt, hogy a dolgozatban a szakirodalomban megtalálható eredményeket részleteikben ismertessük, ehelyett inkább az irodalmi hivatkozások számát igyekeztünk növelni.

A témakör viszonylag új, ami látszik abból is, hogy a legrégebbi irodalmi hivatkozások a 60-as évek első feléből valók.

A fejezetben először az inverter típusu tirisztorok dinamikus viselkedéséről lesz szó. A dinamikai problémák ugyanis a kis, vagy hálózati frekvenciás alkalmazásokban nem, vagy nem olyan módon vetődnek fel, mint középfrekvencián. Másrészt a tirisztorok dinamikus tulajdonságai meghatározó jellegűek a középfrekvenciás alkalmazásokban.

Az 1.2 pont áttekintést igyekszik adni a középfrekvenciás inverterek alkalmazási területeiről.

Az 1.3 pont az indukciós hevítés területén alkalmazásra kerülő, irodalomból ismert, jelentősebb középfrekvenciás inverter megoldásokat ismerteti és értékeli. Itt esik szó a frekvenciaosztásos inverterekről, amelyek körébe tartozik a javasolt megoldás is.

Az 1.4 pont az irodalom elméleti eredményeit és módszereit összegezi és értékeli.

1.1 Középfrekvenciás tirisztorok igénybevételei

Középfrekvenciás inverterekben rendszerint erre a célra készített, gyors, inverter típusu tirisztorokat alkalmaznak. Az inverter maximális frekvenciáját általában a három legfontosabb tirisztor dinamikus paraméter egyike korlátozza. E három paraméter: szabaddáválási idő (t_{off}), kezdeti áramnövekedési sebesség (di/dt) és az átvezető irányu feszültségnövekedési sebesség (dv/dt). A tirisz-

torok megjelenése óta lényegesen növekedett az utolsó két dinamikus paraméter határértéke. Ezzel szemben a t_{off} időben az előző két paraméterhez hasonló mértékű javulás távolról sem tapasztalható. Így pl. a (di/dt) érték $(10 \sim 20)$ A/ μ s-ról $(100 \sim 250)$ A/ μ s-ra növekedett, sőt 800 A/ μ s-os érték sem ritka, míg a (dv/dt) érték a $(10 \sim 25)$ V/ μ s-ról $(200 \sim 500)$ V/ μ s-ra növekedett, de egyes esetekben 1000 V/ μ s-os érték is található katalógusokban. A t_{off} érték alig változott, minimuma most is a $(10 \sim 30)$ μ s körül van, eltekintve az igen kis teljesítményű, néhány A-es tirisztoroktól, amelyeknél néhány μ s-os érték is előfordul. Sőt az előrelátható fejlődés szerint sem lesz lényeges javulás ezen a területen ([76] 2. oldal).

A tirisztor egységteljesítmény növekedése a fent megadott határértékeket nem, vagy alig befolyásolja, mivel az amplifying gate technikával készített inverter típusu tirisztorok között ma már található olyan egyed (General Electric C398-as típus), amely 1200 V csucs feszültségű, 700 A_{eff} értékű és az említett három dinamikus paramétere: $t_{off}=30\mu$ s, $di/dt=800$ A/ μ s, $dv/dt=500$ V/ μ s [10]. (Még kell azonban jegyezni, hogy 2.5 kHz-en az áram értékét 275 A_{eff}-re, míg 5 kHz-en 150 A_{eff} értékre kell mérsékelni.)

Az alkalmazások többségében nem lép fel korlátozó tényezőként a másik három fontosabb dinamikus paraméter: a bekapcsolási idő [szokásos értéke $(3 \sim 8)$ μ s], a nem repetitív, szinuszos áramimpulzus maximuma, amely a tirisztor zárlatálló képességére jellemző (szokásos értéke a legnagyobb inverter típusu tirisztorokra megközelíti a 10000 A csucserőértéket) és a tárolt töltés.

Jelenleg a legtöbb inverter kapcsolás felső frekvenciáját a tirisztor t_{off} ideje korlátozza. Ez a korlát áthidalható, a maximális frekvencia jelentősen megnövelhető, különleges kapcsolásokkal, amelyek a frekvenciaosztásos elvet alkalmazzák [11, 12, 13]. (Gyakran ezt időosztásos elvnek is nevezik az irodalomban). Ezt az elvet alkalmazza a jelen dolgozatban tárgyalt kapcsolás is. (Ld. 1.2.3 pontot és a 2. Fejezetet).

Az eddig előadottakban a dinamikus paraméterekről külön-külön szoltunk, de ezzel nem kívántuk azt a gondolatot ébreszteni, vagy megerősíteni, mintha a középfrekvenciás alkalmazásokban a dinamikus paraméterek egymástól függetlenek lennének. Ennek éppen az ellenkezője áll fenn. Arra már utaltunk, hogy a frekvencia növekedésével a tirisztor áramát csökkenteni kell. Különösen nagy mértékben kell az áramot csökkenteni négyszögletes áramimpulzusok esetén (Ir.[10] 3.18 ábra).

Drasztikusan csökken a megengedhető (di/dt) érték a frekvencia növelésével állandó áramcsucs mellett (Ir. [10] 3.22 ábra, [14] 14. ábra, [15], [16] 3, 4, 5 ábrák). Általában véve középfrekvencián egy adott alkalmazáshoz a megfelelő tirisztor kiválasztása nem végezhető el a dinamikus paraméterek egyenkénti ér-

tékelése útján, mint hálózati frekvenciás alkalmazásokban, hanem a dinamikus paraméterek kölcsönhatását figyelembevéve kell a kiválasztást végrehajtani. A módszer angol neve: Concurrent Characterization [17, 18, 19, 77, 78]. A katalógusokban szereplő egyedi tirisztor dinamikus paramétereket általában kis frekvencián mérik. Ilyenkor a kommutáció ideje alatt a hőmérséklet eloszlása a tirisztor vezető felületén jó közelítéssel egyenletes. Nagy frekvencián azonban a bekapcsolási veszteségi teljesítmény a bekapcsolt tirisztor átvezető irányu igénybevétele miatti veszteségteljesítményhez képest erősen megnő, és ezért a gyújtó elektróda környéki vezető felületek hőmérséklete a távolabbi vezető felületek hőmérsékletéhez képest nő. A rövid áramimpulzus miatt még a kommutálási idő alatt sem egyenletes a vezető felületeken a hőmérséklet eloszlása. A kommutáció alatt a hőmérséklet pillanatértékének hely szerinti eloszlása a dinamikus igénybevételekkel változik. Alapjában véve ezért kell a tirisztor kiválasztásban nagy frekvencián eltérni az egyenletes hőmérsékleteloszláson alapuló hálózati frekvenciás tirisztor kiválasztási módszertől.

1.2 Középfrekvenciás inverterek alkalmazásai

Mielőtt az ismert középfrekvenciás, tirisztoros inverter megoldásokról szólnánk, felsoroljuk ezek fontosabb felhasználási területeit.

Az egyik legfontosabb alkalmazási terület az indukciós hőtechnika. Ebbe a körbe tartozik az indukciós olvasztás, melegítés (pl. kovácsolásnál), hőntartás, edzés, hegesztés, forrasztás és a szikra forgácsolás [20...30].

Ultraszonikus generátorként, magnetostrikciós vagy elektrostrikciós átalakítókkal együtt, ultraszónikus tisztításhoz, folyadék keveréshez találhatók ilyen inverterek a vegyiparban és az élelmiszeriparban [10, 34, 35].

Tirisztoros elektronikus transzformátorokban a középfrekvenciás inverterek a kis frekvenciás (egyenáramtól 400 Hz-ig terjedő) feszültséget, nagyfrekvenciás kb. 10000 Hz-es feszültséggé alakítják. Kis súlyu, középfrekvenciás transzformátor végzi a feszültségsvintváltást és a potenciális szigetelést és végül a tirisztoros átalakítóval az eredeti kis frekvenciás jelet állítják vissza [36].

Alkalmaznak még középfrekvenciás, tirisztoros invertereket kis frekvenciás (20-100 kHz-es) rádió adók, sonar (sound navigation and ranging) hajólokátor adók táplálására, "Ciklokonverter"-ek és fluoreszkáló lámpák táplálására, továbbá szabályozott tápegységekben is [10, 34, 35, 37, 38, 39, 40].

Egy érdekes, átfogó, de távolról sem teljes képet ad a [76]-os Irodalom 1. ábrája a különböző frekvenciájú generátorok alkalmazási területeiről és szokásos kiviteli formájáról. (1.2.1 ábra).

FREQUENCY	EQUIPMENT	APPLICATION
10 Hz	Supply mains Frequency Induction Heating	Melting Pre-heating billets Billet heating for forging Press Platten heating
100 Hz		
1 kHz	Solid State and Motor Generator Equipment	Billet heating for forging Deep case hardening Melting air type furnaces Melting vacuum furnaces
10 kHz		
100 kHz	Thermionic Vacuum Tube Equipment (Induction)	Soldering, Brazing, Annealing, Hardening, Levitation Melting, Float-zone Refining, Semi-conductor Materials, Crystal pulling under vacuum, Plasma torch, Ionization of gases, Analysis of metals by fusion in vacuum, Graphite heating to high temperatures
1 MHz		
10 MHz	Thermionic Vacuum Tube Equipment (Dielectric)	Pre-heating moulding powders Wood gluing Biscuit baking, Fish and meat thawing Plastic sheet welding
100 MHz		
1 kHz	Magnetron Tube Equipment	Food re-heating and cooking Food de-frosting Pre-heating low loss materials Processing liquids
10 kHz		

Fig. 1. Frequency spectrum—generating equipment—application

1.2.1 ábra

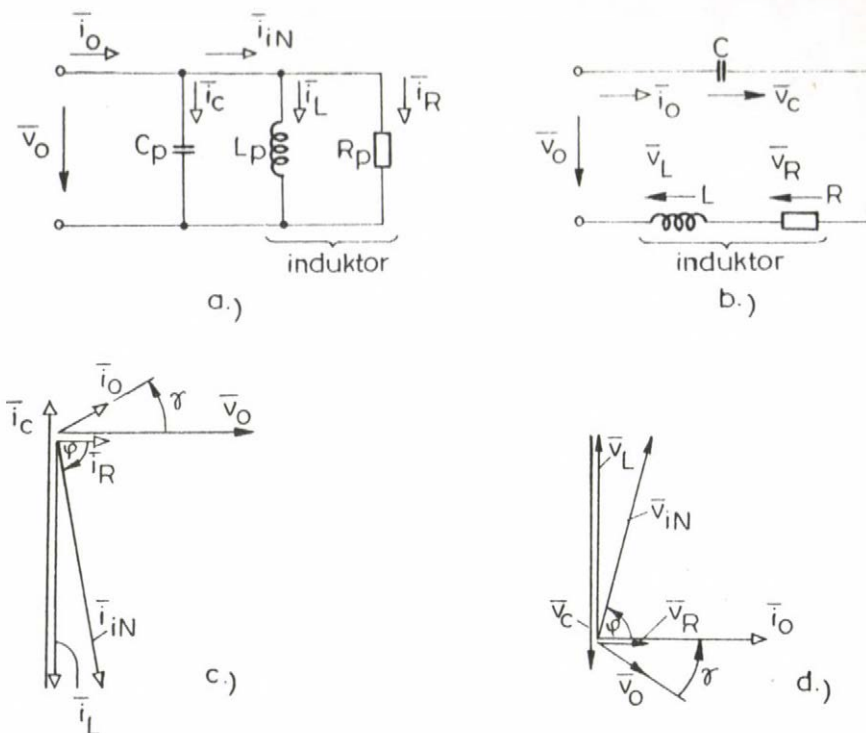
A jelen dolgozatban tárgyalt inverter elsősorban az indukciós hőtechnika területén alkalmazható és itt is elsősorban indukciós olvasztási célra. A következő pontokban (1.3, 1.4 pontok) erről az alkalmazásról kissé részletesebben szó lesz.

1.3 Ismert kapcsolások

A következőkben csak azokkal az ismert tirisztoros inverter kapcsolásokkal foglalkozunk röviden, leíró jelleggel, amelyek indukciós olvasztási célra alkalmazhatók. Célunk az, hogy a dolgozatban vizsgált új inverter kapcsolat helyét kijelöljük az ismert kapcsolások között, továbbá az, hogy lehetővé tegyük az új megoldás összehasonlítását a régiekkel.

Indukciós hevítés területén alkalmazott inverter terhelése rendszerint az induktor tekercs, amellyel kissé részletesebben a 2.2 pont foglalkozik. E helyen elegendő erről annyit ismerni, hogy az induktor tekercs a hevítendő fémet hordozó tégelyt fogja körül és a villamos helyettesítő kapcsolása - egy adott frekvencián - közelítőleg akár soros L-R (1.3.1 a ábra), akár párhuzamos L-R kör lehet (1.3.1 b ábra). Az R_p vagy R ellenálláson elvesztő teljesítmény az inverter P_o kimenő hatásos teljesítménye ($P_o = v_o^2 / R_p$ vagy $P_o = i_o^2 R$).

Az induktor, még névleges terhelés mellett is, erősen induktív jellegű terhelést jelent, teljesítménytényezője 0.1~0.3 körüli érték. Abból a célból, hogy az inverternek csak a hatásos teljesítményt vagy ehhez közel eső értéket kelljen szolgáltatnia, és az ennél kb. egy nagyságrenddel nagyobb meddő teljesítmény ne terhelje az invertert, az induktor tekercssel párhuzamosan (1.3.1 a ábra)



1.3.1 ábra

A terhelő kör helyettesítő vázlata, ill. vektorábrája párhuzamos (a. ill. c. ábra) és soros (b. ill. d. ábra) kompenzálás esetén.

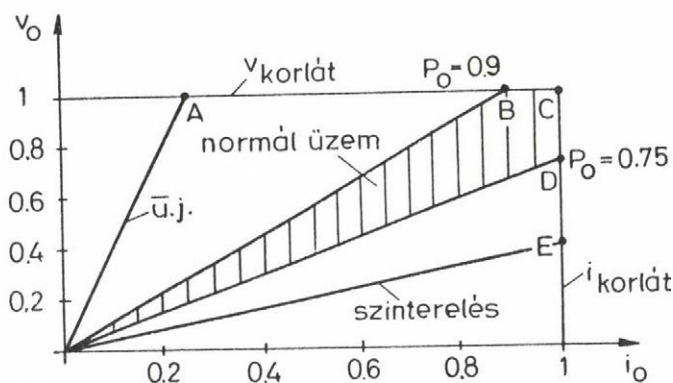
vagy sorosan (1.3.1 b ábra) kondenzátor telepet iktatnak. Ilymódon egy párhuzamos, ill. soros, viszonylag nagy jósági számú rezgőkör épül fel, amelynek a sajátfrekvenciája határozza meg jó közelítéssel az önvezérléses inverter frekvenciáját. Kissé túlkompenzált esetre a párhuzamos, ill. soros rezgőkör alapharmónikus mennyiségeire vonatkozó vektorábrát az 1.3.1 c és d ábra tünteti fel. Az \vec{i}_O inverter kimenő áram vektor a \vec{v}_O kimenő feszültség vektorhoz képest γ szöggel siet. Általában a középfrekvenciás inverterek működése szempontjából, az \vec{i}_O áram kapacitív jellege különös fontossággal bír. Ugyanis a tirisztoros inverterek egyik legfontosabb folyamata a tirisztorok kommutációja. Mint ismert, a kommutáció lényegében véve háromféleképpen biztosítható, s ennek megfelelően beszélünk hálózati oldali, kényszer és terhelés oldali kommutációról [10, 11, 41, 42]. A középfrekvenciás inverterekben rendszerint terhelésoldali kommutáció van, és ehhez szükséges a kapacitív jellegű kimenő áram.

A hevítési folyamat alatt a helyettesítő kapcsolásban az induktivitás és az ellenállás változnak. (A hőmérséklet változása miatt ugyanis a betét fajlagos ellenállása és permeabilitása (Curie pont) változik és ezzel módosul a behatolási mélység is). Állandó frekvenciájú tápegység esetén a rezgőkör sajátfrek-

venciájának a változása miatt, a hevítési folyamat alatt, a kompenzáló kondenzátor értékét időről-időre változtatni kell.

Tirisztoros inverter esetén a kondenzátor értéke állandó maradhat, de ilyenkor az inverter frekvenciáját a rezgőkör mindenkor frekvenciája szerint módosítani kell. A szükséges frekvenciaváltozás automatikusan biztosítódik az önvezérléses inverterekben. Itt az inverter tirisztorok gyújtóimpulzusait a terhelő rezgőkör valamelyik mennyiségéről, pl. a v_o feszültségről, képzik. Ezek az impulzusok automatikusan szinkronban lesznek a rezgőkör mindenkor frekvenciájával. A hevítési célra alkalmazott középfrekvenciás inverterek tulnyomó többsége önvezérléses megoldású, és a későbbiek során mi csak ezekről szólunk. Önvezérléses inverter esetén, pl. az olvasztási folyamat során, az inverter kimenő frekvenciája az olvasztási folyamat végére a kezdeti értéknél kb. 20~30 %-kal nagyobb végértékre nő meg [43, 68, 76].

Az olvasztási folyamat alatt nemcsak az inverter kimenő frekvenciája, hanem a $v_o \sim i_o$ sikon, a munkapontja is változik. Az 1.3.2 ábra egy 1 tonnás, 1000 Hz-es, 750 kW-os, kimenő feszültségszabályozással és áramkorlátozással kiegészített, tirisztoros inverterről táplált, vasolvasztó tégelykemence $v_o \sim i_o$ diagramját mutatja [43]. (Ld. még [76] 6. ábrát).



1.3.2 ábra

Tirisztoros inverterről táplált
vasolvasztó tégelykemence munkaterülete a $v_o \sim i_o$ sikon

Normál üzemben a munkapont a vonalkázott területen belül tartózkodik. Ha a feszültségszabályozót $v_o=1$ -re, az áramkorlátozót $i_o=1$ -re állítjuk, akkor a munkapont vagy a BC, vagy a CD vonalon lesz. Az olvasztás kezdetén az inverter áramkorlátozó üzemben dolgozik, a felvett példában a D pontban. Az inverter kimenő teljesítménye ilyenkor $P_o=0,75$. Az olvasztás első szakaszában kb. 15~20 percig, az anyag beolvadása miatt a munkapont ugrásszerűen ingadozik a CD vonalon. A terhelés változása néhány tized másodperc alatt (10~20)-os v_o/i_o impedan-

ciaváltozásokat okoz. Az olvasztás második felében a betét hőmérséklete a Curie pont felett van, az olvasztás nyugodt. A munkapont ilyenkor rendszerint a feszültségszabályozási tartományban van, és a C pontból a B felé halad. A teljes olvasztási idő kb. 40 perc. Látszik, hogy az inverter a névleges kimenő teljesítményét ($v_o=1$, $i_o=1$) csak igen rövid ideig adja le.

Üresjárásnak azt az üzemállapotot nevezzük, amikor a kemencében nincsen betét. Az induktor nagy üresjárási vesztesége miatt névleges kimenő feszültségen az inverter kimenő teljesítmény eléri a 0.25 értéket (A pont).

A szinterelés kis feszültségen pl. $v_o=0.2$ mellett történik. (A kemencét 30~100 olvasztásonként újra kell döngölni, és ezt követően a döngöléskor behelyezett acélüst segítségével ki kell égetni, szinterelni kell, ami az inverter néhány órás járatását igényli kis feszültségen.) A teljesítményigény 10 %, vagy ennél is kisebb. A szinterelés miatt a középfrekvenciás inverter kimenő feszültségét legalább 1:5 arányban változtatni kell.

A hevítés területén alkalmazott középfrekvenciás invertereket három csoportba osztályozva mutatjuk be. Mindegyik csoportban a leggyakrabban alkalmazott, legjellegzetesebb reprezentáns működési elvét ismertetjük, és a dolgozatban tárgyalt kapcsolással való összehasonlítás szempontjából legfontosabb tulajdonságaikra mutatunk csak rá.

Az első csoportba azokat az invertereket soroljuk, amelyekben a hálózati feszültség átalakítása középfrekvenciás feszültséggé két lépcsőben valósul meg. Az első fokozatban a hálózati feszültséget egyenirányítjuk. Az inverter az egyenfeszültséget alakítja át középfrekvenciás feszültséggé.

A második csoportba tartozó invertereknél a középfrekvenciás feszültség előállítása egyenirányítás nélkül, egyetlen lépcsőben megy végbe.

A harmadik csoportba a frekvenciaosztásos, vagy más néven időosztásos (time sharing), még másképpen sequenciális invertereket soroljuk. A középfrekvenciás feszültség előállítása itt is két lépésben történik az első csoportba tartozó inverterekhez hasonlóan, azonban működési módjuk az első csoportba tartozó inverterekétől lényegileg különböző, és ezért feltétlenül önállóan kell tárgyalni ezt a típust.

1.3.1 Váltó - egyen - váltó inverterek

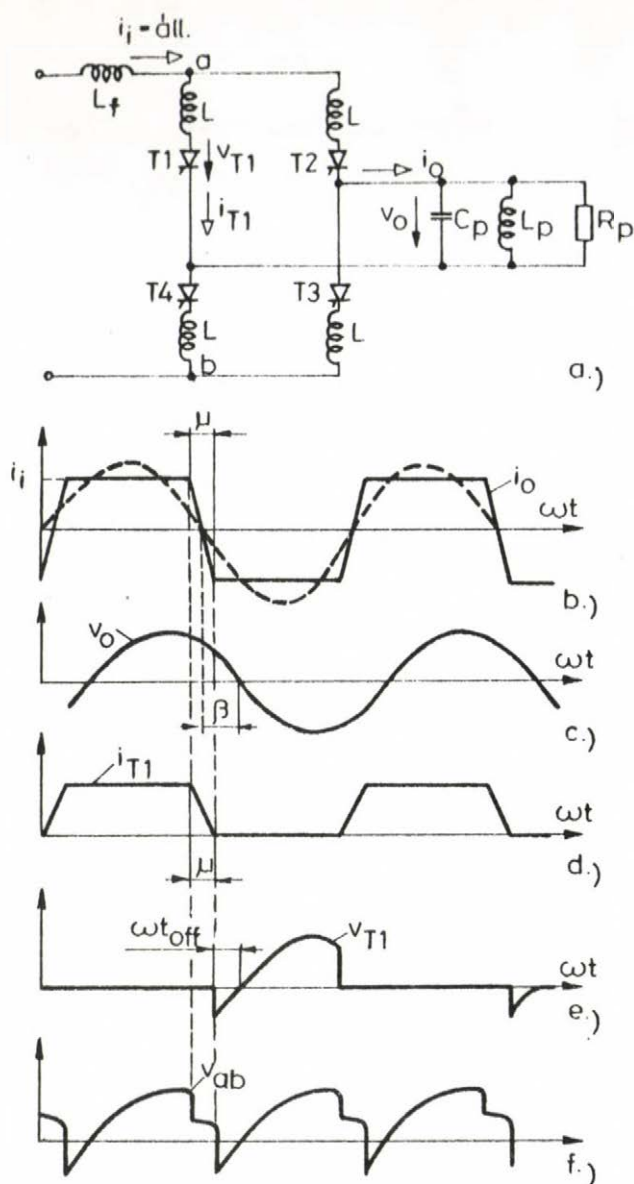
Az ilyen típusu inverterek kétféle megoldása szokásos. Az elsőben a kimenő középfrekvencián nagy értékű reaktancia segítségével az inverter bemenő egyenáramát, a második megoldásban szűrő kondenzátor segítségével az inverter beme-

nő egyenfeszültségét gyakorlatilag simává, adott üzemállapotban állandó pillanatértékűvé tesszük. Az inverter tirisztorok az első esetben a bemenő egyenáramot, a másodikban az egyenfeszültséget kapcsolgatják váltakozó előjellel, a középfrekvencia ütemében, a terhelésre, amely az első megoldásban az 1.3.1 a, a másodikban a b ábra szerinti kapcsolásu.

A középfrekvencia a terhelő rezgőkör sajátfrekvenciája közelében van. Ezt leggyakrabban önvezérléssel biztosítják. Ilyenkor a tirisztorok gyűjtőimpulzusait a terhelő rezgőkör valamelyik jeléből képezik. A párhuzamos, ill. a soros kapcsolásu terhelő kör közelítőleg négyszög hullám alaku áram, ill. feszültség bemenő jelet kap. A terhelő rezgőkör csillapítása kicsiny és ezért a párhuzamos, ill. soros terhelőkör bemenő impedancia, ill. admittancia a saját frekvenciától való eltéréssel rohamosan csökken. A négyszöghullám alaku áram felharmonikusai az alapharmonikus feszültséghez viszonyítva számottevő feszültséget a párhuzamos terhelőkör kapcsain nem létesítenek, a kapocsfeszültség jó közelítéssel szinuszos. A négyszöghullám alaku feszültség felharmonikusai az alapharmonikus áramhoz viszonyítva számottevő áramot nem indítanak a soros rezgőkörben, az áram jó közelítéssel szinuszos.

Terhelés oldalon párhuzamos kapcsolásu invertert mutat az 1.3.3 a ábra. Az i_o kimenő áram közelítőleg négyszöghullám alaku (b ábra). A közelítőleg szinuszos v_o feszültség pozitív félperiódusának nagy részében a T1 és T3 tirisztorok vezetnek. Az v_o kimenő feszültség zérus átmenete előtt $(\beta + \mu/2)$ szöggel begyűjtjük a T₂ és T₄ tirisztort (b és c ábrák). A pozitív kimenő feszültség csökkenti a T1- és T3-on átfolyó áramot, s növeli a T2 és T4 áramot, vagyis áttérrel az állandó i_1 befolyó áramot a T2, T4 ágakra. μ szög alatt a T1 és T3 áramok zérusra, T2 és T4 áramok i_1 -re nőnek (b és d ábrák). Közelítőleg feltételezzük, hogy a kommutáció alatt az áramváltozás lineáris. Ettől kezdve a félperiódus végéig, vagyis $(\beta - \mu/2)$ szögtartományban, a kimenő feszültség a T1 és T3 tirisztorokra negatív irányban kapcsolódik (e ábra). A kapcsolás $t_{off} = (\beta - \mu/2) / \omega$ szabaddáválási időt biztosít a tirisztoroknak. A kimenő frekvencia kissé nagyobb, mint a terhelés sajátfrekvenciája, mivel a T₂ és T₄ tirisztorokat v_o feszültség zérus átmenete előtt gyűjtjük. A terhelés a működési frekvenciára tulkompenzált, az áram alapharmonikusa (szaggatott vonal) kapacitív jellegű. A kimenő áram alapharmonikusa és a terhelő kör áramainak alapharmonikusa között az 1.3.1 c ábra szerinti vektorára rajzolható fel.

Terhelés oldalon soros kapcsolásu invertert mutat az 1.3.4 a ábra. A v_o kimenő feszültség négyszöghullám alaku (b ábra). A v_o kimenő feszültség pozitív félperiódusának nagy részében a T1 és T3 tirisztorok vezetnek. A közelítőleg szinuszos lefolyásu i_o kimenő áram zérus átmenete után α szöggel gyűjtjük a T2 és T4 tirisztorokat (b és c ábrák). α szögtartományban a negatív i_o kimenő áramot a D1 és D3 diódák vezetnek (d ábra), amelyek átvezető irányu feszültségesése negatív irányu feszültséget létesít a T1 és T3 tirisztorokon. A kapcsolás



1.3.3 ábra

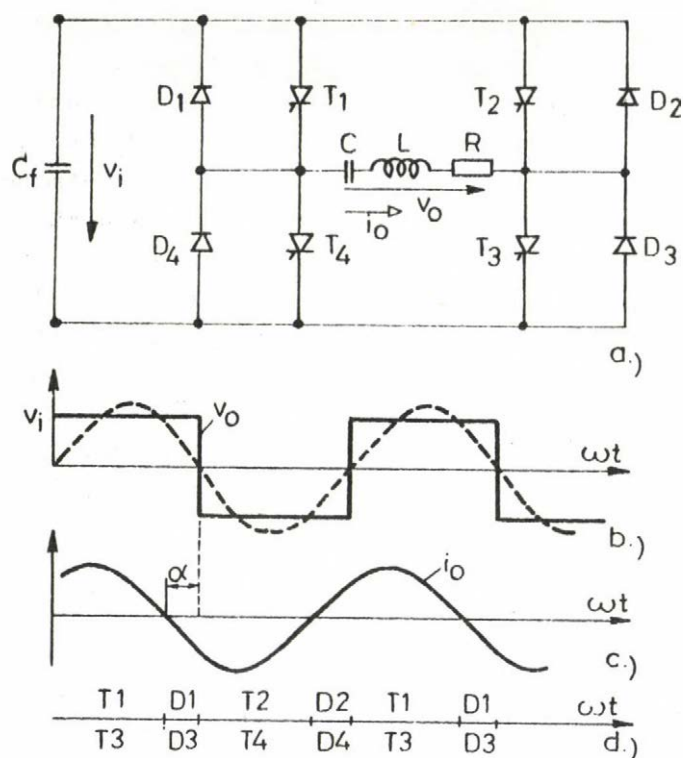
Áramgenerátorról táplált, párhuzamosan kompenzált terhelésre dolgozó, közép-frekvenciás, tirisztoros inverter elvi kapcsolási vázlata (a ábra) és hullám-alakjai

tén ez $t_{off} = 20.8 \mu s$ -os áramköri szabaddáválási időt jelent. 40 % körüli biztonsági tényezővel dolgozva az inverter tirisztorok szabaddáválási idejének, üzemi hőfokon, minimálisan $15 \mu s$ -nak kell lennie. Nagy teljesítményű tirisztoroknál ilyen kis szabaddáválási idő már meglehetősen ritka, különösen, ha figyelembe vesszük, hogy nagy frekvencián t_{off} nem állandó, hanem a tirisztor többi dinamikus paraméter, ill. igénybevétel értékétől függően jelentősen változhat,

$t_{off} = \alpha / \omega$ szabaddáválási időt biztosít a tirisztoroknak. A kimenő frekvencia kissé kisebb, mint a terhelés sajátfrekvenciája, mivel a T_2 és T_4 tirisztorokat az i_o áram zérusátmenete után gyújtjuk. A terhelés a működési frekvenciára tulkompenzált, az áram kapacitív jellegű a v_o feszültség alapharmonikusához (szaggatott vonal) képest. A kimenő feszültség alapharmonikusa és a terhelés feszültségeinek alapharmonikusa között az 1.3.1 d ábra szerinti vektorábra rajzolható fel.

A μ kommutálási szög elhanyagolása esetén kijelenthető, hogy a tirisztorok t_{off} szabaddáválási ideje α / ω , amely az elméletileg lehetséges legnagyobb értékét $\alpha_{max} = 90^\circ$ -ra veszi fel. Ekkor ugyanis az inverter P_o hatásos kimenő teljesítménye zérus az alapharmonikus áram és feszültség közötti 90° -os fáziseltolás miatt. A gyújtásszög lehetséges változási tartománya $0^\circ \leq \alpha \leq \alpha_{max} = 90^\circ$. Az inverter elemek igénybevételének a csökkentése α csökkentését kívánja, hiszen ezzel az invertert terhelő kimenő meddő teljesítmény csökken, ezzel szemben t_{off} növelése csak α növelésével lehetséges. Az ellentétes szempontok éles összekötkezésére a határfrekvenciák környékén kerül sor.

Az α gyújtásszögre a 30° egy lehetséges kompromisszumos érték. 4 kHz ese-



1.3.4 ábra

Feszültség generátorról táplált, sorosan kompenzált terhelésre dolgozó, középfrekvenciás, tirisztoros inverter elvi kapcsolási vázlata (a ábra) és hullámalakjai

nagy. Ha az ábrában fel nem rajzolt, külön elemekkel nem gondoskodnánk a csökkentéséről, akkor a tirisztorok bekapcsolásakor a rajtuk összeomló feszültség változási sebessége szabná meg a másik záró tirisztor dv/dt értékét, ami megközelítheti az $1000 \text{ V}/\mu\text{s}$ -os értéket.

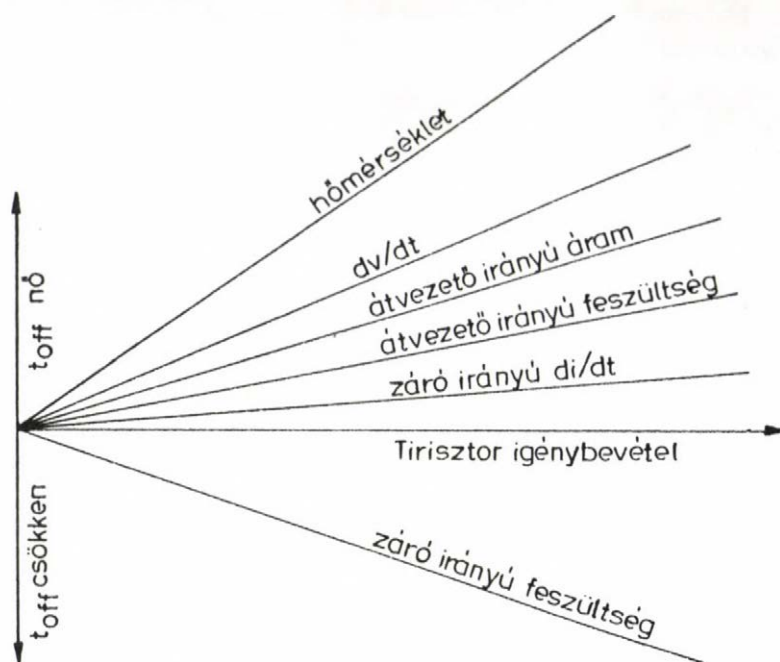
Az elmondottakból következik, hogy a tirisztorok dinamikus igénybevehetőségének felső korlátai határt szabnak az 1.3.3 és az 1.3.4 ábrák kapcsolásával gyakorlatilag megvalósítható legnagyobb frekvenciának. Ez a határfrekvencia az indukciós hevítés szempontjából elsősorban érdekes 10 kW -tól néhány száz kW -ig terjedő teljesítménysávban $2 \sim 4 \text{ kHz}$ körüli érték ([13] 300. oldal, [76] 2. oldal, ld. később az 1.4.5 és 1.4.6 táblázatokat és az 1.4.2 pontot). A Szovjetunióban már 1 kHz felett a későbbiekben leírt, különleges, u.n. frekvenciakétszerező kapcsolást alkalmazzák [30]. Kis teljesítményekre pl. 1 kW alatt - a kis teljesítményű tirisztorok kisebb t_{off} ideje miatt - a határfrekvencia lényegesen nagyobb lehet.

a dinamikus igénybevételek növekedésekor csökken (Ld. az 1.1 pontban a Concurrent Characterization nevű módszerrel kapcsolatban mondottakat, továbbá [14] 11. ábrát, [17] 5., 6. és 8. ábráit).

A tirisztor szabaddáválási idejének a változása a tirisztor igénybevételekkel tipustól függ. A változás jellege azonban mindegyik gyors tirisztor típusra ugyanaz és ez látható az Ir. [10] 624. oldaláról vett 1.3.5 ábrán.

Az 1.3.3 ábrai megoldásban a tirisztorok di/dt igénybevétele a kritikus. Ez ugyan μ növelésével csökkenthető, de μ növelése t_{off} -ot is csökkenti. Ha pl. a 4 kHz -es inverterben egy tirisztorral 100 A -t kívánunk kapcsoltatni, és μ -t $1 \mu\text{s}$ -ra választjuk, $di/dt \approx 100 \text{ A}/\mu\text{s}$.

Az 1.3.4 ábrai kapcsolásában a tirisztorok dv/dt igénybevétele



1.3.5 ábra

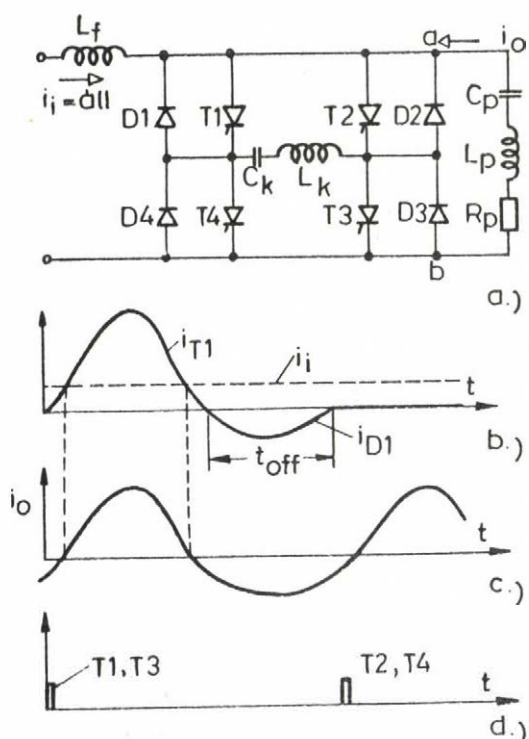
A szabaddáválási idő változási jellege
az inverter tirisztor igénybevételei függvényében

A tirisztorok felfedezése óta eltelt kb. 15 év fejlődési tendenciájából az várható, hogy az elkövetkezendő, mondjuk 10~15 évben sem csökken lényegesen - az 1.3.3 és 1.3.4 ábrák kapcsolásában a felső frekvenciát limitáló - tirisztor szabaddáválási idő, s így nem várható lényeges változás az ismertetett kapcsolások határfrekvenciájában sem (ld. 1.1 pontot).

Az ismertetett két kapcsolás, ill. az ugyanebbe a csoportba tartozó egyéb megoldások elméleti vizsgálatáról, mérési eredményekről nagyszámu közlemény áll rendelkezésre. E helyen részletekbe nem bocsájtkozunk, megelégszünk az irodalmi hivatkozásokkal [10, 13, 31], [44-59.]

Az 1.3.3 f ábrából kitűnik, hogy az inverter a-b pontok közötti v_{ab} betáplálási feszültségében a váltakozó komponens alapharmonikusának a frekvenciája az inverter kimenő frekvenciájának a kétszerese. Ezt használja ki az 1.3.6 ábrán bemutatott frekvencia kétszerező kapcsolás [30, 60]. A soros rezgőköri terhelés az inverter a-b kapcsai közé csatlakozik. Állandósult állapotban pl. a T1, T3 tirisztor pár begyújtását követően egy teljes középfrekvenciás periódus lejátszódik az inverterben. A periódus első részében a tirisztor pár vezet egy szinuszos jellegű áram félhullámot, a periódus maradék részében a tirisztorokkal párhuzamosan kapcsolt dióda pár vezeti az előzővel ellentétes irányu áramfél-

hullámot. A periódusnak ebben a részében a legutoljára gyújtott tirisztor párra a dióda záró irányú feszültsége jut. A t_{off} idő közelítőleg a középfrekvencia félperiódus idejével egyenlő (b ábra). A váltakozó áramkomponens a vezető tirisztor páron (vagy a dióda páron), a kommutáló C_k-L_k soros rezgőkörön és a terhelőkörön át záródik.



1.3.6 ábra

Frekvencia kétszerező inverter kapcsolás (a ábra) és hullám-alakjai.

harm antiparalel párt képeznek és csillagba vannak kapcsolva. A három C kondenzátorból és L induktivitásból álló szűrőkör megakadályozza, hogy középfrekvenciás áram a hálózatba jusson. A C kondenzátor feszültség a C_1-L_1 rezgőkörön át kapcsolódik a terhelésre.

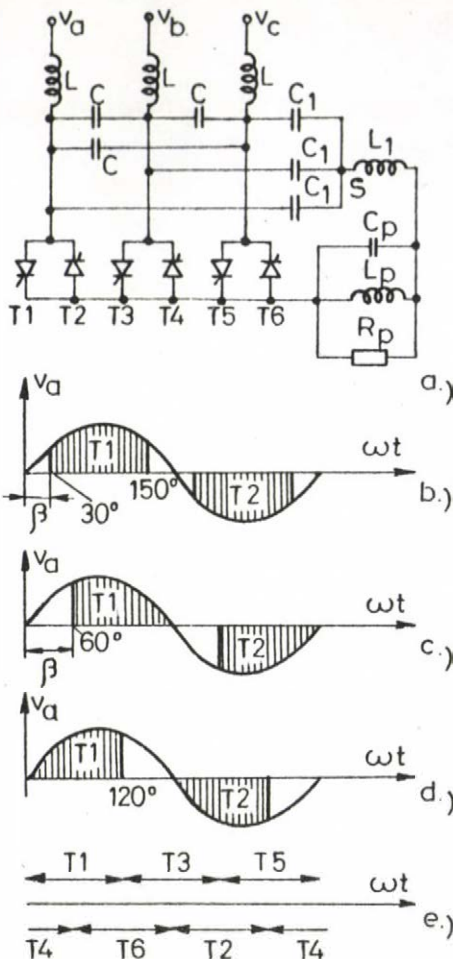
A zárlat elkerülése végett egyszerre csak egy tirisztor vezet. Egy adott tirisztor lehetséges vezetési időtartama a hálózati periódusidő harmada. Legyen pl. az "l" fázisba iktatott T1 ill. T2 tirisztor megengedett vezetési időtartama a v_a fázisfeszültség pozitív ill. negatív meredekségű szakaszára eső zérusátmenettől 120° -ig terjedő szakasz (d ábra). Erre az esetre az egyes tirisztorok lehetséges vezetési időintervallumait az e ábrán láthatjuk. A T1, T3 és T5, ill. T2, T4 és T6 tirisztorok a negatív, ill. pozitív i_o áramfélhullámot vezetik. Pl. a 0° -tól 60° -ig terjedő sávban (e ábra) felváltva a T1 és T4 tirisztorok, a 60° -tól 120° -ig terjedő sávban felváltva a T1 és T6 tirisztorok

A kapcsolás fontosabb hátrányai: A C_p kondenzátoron a teljes bemenő egyenfeszültség is fellép. Minthogy indukciós hevítés esetén a C_p kondenzátor váltakozóáramu teljesítménye az inverter kimenő teljesítményének kb. a tízszerese, az egyenfeszültség miatt a beépítendő kondenzátor teljesítmény növekedés nagyon jelentős. Az L_k-C_k kommutáló elemeken átfolyik a teljes kimenő áram, ezért ezek teljesítménye, mérete, vesztesége nagy. Az 1.3.3 a ábrai kapcsoláshoz képest többletként beépítendő diódák teljesítménye megközelíti a tirisztor teljesítményt.

A kapcsolás az említett hátrányok miatt költséges.

1.3.2 Váltó - váltó inverterek

Közbenső egyenáramú kör nélküli, közvetlen energia átalakítást végző, középfrekvenciás inverter kapcsolást mutat az 1.3.7 ábra [61...68]. A terhelés az $L_p-R_p-C_p$ párhuzamos rezgőkör. A T1...T6 inverter tirisztorok há-



1.3.7 ábra
Váltó-váltó inverter

vezetnek.

A d ábra esetén a hálózati teljesítménytényező kapacitív jellegű. Ha a lehetséges vezetési intervallum $\beta = 0^\circ$ helyett $\beta = 30^\circ$ -tól (b ábra), ill. $\beta = 60^\circ$ -tól (c ábra) kezdődik, a hálózati teljesítménytényező egységnyi, ill. induktív jellegű lesz. β szög változtatásával nemcsak a teljesítménytényezőt, de a kimenő feszültség átlagértékét is módosítjuk.

A tirisztorokat a v_o kimenő feszültség meghatározott időpontjában gyújtjuk. Ennek a gyújtási időpontnak a változtatásával egyrészt a kimenő feszültséget, másrészt a tirisztorok szabaddáválási idejét változtatjuk.

Az áramkialvást követően az éppen vezetett tirisztor záróirányu feszültségét részben a v_o kimenő feszültség, részben pedig az ehhez a tirisztorhoz tartozó C_1 kondenzátor feszültség biztosíthatja. Állandósult állapotban a középfrekvenciás feszültség félperiódusa múlva ugyanez a tirisztor ujragyújt, vagyis ekkor már pozitív a feszültsége. A tirisztoron a záróirányu feszültség megszűnését részben a v_o feszültség irányváltása okozza (az előző két kapcsolásban egyedül ez volt az irányváltás oka), részben pe-

dig a vezetésben soron következő, ellenkező irányu i_o áram által az S csillagponti feszültségben létrehozott feszültség változás idézi elő. Az S csillagponti feszültség a középfrekvencia ütemében változik a hálózat csillagponti feszültségéhez képest és kissé megnöveli a tirisztorok t_{off} idejét. A kapcsolással elérhető maximális kimenő frekvenciát az áramkör t_{off} értéke korlátozza, amelynek elméleti legnagyobb értéke most is negyed periódus körül van ([68] 10. ábra).

1.3.3 Frekvenciaosztásos inverterek

A frekvenciaosztásos elv alkalmazása a legcélravezetőbb módszer a tirisztoros inverterek felső határfrekvenciájának a megnövelésében, a tirisztorok szabaddáválási ideje által állított korlát áttörésére. Az elv szellemes és egyszerű. Gyakorlati implementálásánál minden tirisztor párhoz tartozik egy kondenzátor, amely a tirisztorokra zárófeszültséget ad a t_{off} idő alatt. A tirisztorok árama átfolyik a kondenzátoron. Az egyik, mondjuk A, tirisztor pozitív áramimpul-

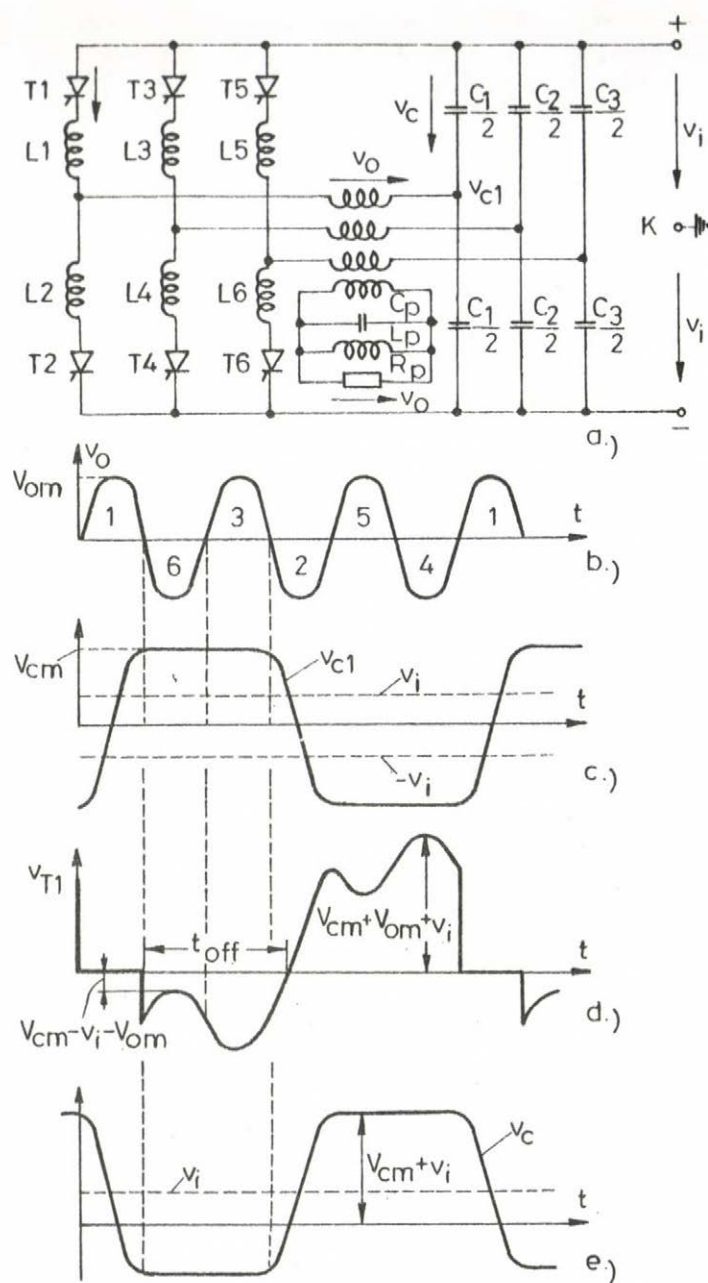
zust, a B tirisztor ugyanakkora, de ellenkező irányu áramimpulzust folytat át a kondenzátoron. A pozitív, ill. negatív áramimpulzus hatására a kondenzátor feszültség az áram elhalásakor egy értéken rögzitődik. Ez elegendően nagy arra, hogy az éppen vezetett tirisztoron záró irányu feszültséget tartson fenn mindaddig, amíg a másik tirisztor gyújtására nem kerül sor. A tirisztorok szabaddáválási idejét a tirisztor párra egymás után érkező gyújtó impulzusok távol-ságának növelésével elméletileg tetszőlegesen nagy értékre beállithatjuk.

Vegyünk n tirisztor párt. Mindegyikhez tartozzék egy tirisztor zárófeszültséget adó, a következőkben röviden soros kondenzátor. A soros jelzöt az indokolja, hogy a kondenzátoron a teljes tirisztor áram átfolyik. A tirisztorokon átfolyó áramimpulzusokat összegezzük és vezessük át az eredő áramot egy párhuzamos rezőgkört alkotó terhelésen. Az áramimpulzusok összegzése transzformátorosan, vagy párhuzamos kapcsolással lehetséges. A v_0 párhuzamos rezőgkörü feszültség minden félperiódusában gyujtsunk egy tirisztort, mégpedig úgy, hogy v_0 pozitív félperiódusában pozitív, negatív félperiódusában negatív áramimpulzus jusson a terhelésbe, vagyis a terhelés fogyasztóként teljesítményt vegyen fel. A tirisztorokat ciklikusan gyujtva ugyanazon a soros kondenzátoron csak n félperiódusonként folyik át áram. Ha pl. egy tirisztor vezetési ideje egy félperiódus, akkor a kondenzátor közelítőleg $(n-1)$ félperiódusig tarthat fenn a hozzá tartozó tirisztor páron váltakozva záró feszültséget. n megfelelő beállításával a tirisztorok szabaddáválási ideje tetszőleges értékre beállitható, s egyidejűleg a terheles is folyamatosan kap energia ellátást.

A tirisztor, vagy kondenzátor feszültség frekvenciája a rezőgkörü terhelés frekvenciájának n -ed része. Innen származik a frekvenciaosztásos elv elnevezés. Az egyes tirisztor párok időben elosztva szállítják a teljesítményt a terhelésbe. Ezért szokás a leirt elvet időosztásos elvnek is nevezni.

A frekvenciaosztásos inverter egyik jellegzetes kapcsolási megoldását mutatja az 1.3.8 a ábra [11, 12]. A kapcsolat három tirisztor párt tartalmaz ($n=3$). Minden tirisztorral sorba kapcsolódik egy induktivitás [L1...L6]. A záróirányu feszültséget adó, sorosnak nevezett kondenzátorok két egyenlő részre vannak bontva (C_1, C_2, C_3). A két szélső kapcsukra csatlakozik a $2v_1$ tápfeszültség. Az áramimpulzusokat három primer tekercsű transzformátor összegezi. Az inverter kimenő feszültségét és a tirisztorok gyújtási sorrendjét a b ábra tünteti fel. A tirisztorok a gyújtóimpulzusokat pl. a v_0 feszültség zérus átmenetének időpontjában kapják. Pl. a T1 tirisztor gyújtását követő áramimpulzus a két $C_1/2$ kondenzátor közös pontjának, a tápfeszültség K közös pontjához képest mért v_{c1} feszültségét a pozitív tápfeszültség fölé növeli (c ábra), mégpedig olyan mértékben, hogy a T1 tirisztoron záró irányu feszültség maradjon a következő félperiódusban, a transzformátor T1 tirisztorhoz tartozó szekunder tekercsén megjelenő kimenő feszültség, továbbá a v_1 tápfeszültség ellenére is (d ábra), amely utóbbiak a tirisztort átvezető irányban veszik igénybe.

A V_{cm} kondenzátor feszültség amplitudójának $V_{cm} > V_{om} + v_i$ értékűnek kell lennie.



1.3.8 ábra

Feszültséggenerátorról táplált, frekvenciaosztós inverter kapcsolás (a ábra) és hullámalakjai

időfüggvényeket szemléltetik az inverter névleges állapotában. A v_o kimenő feszültség szinuszos (b ábra). A tirisztorok az i_{T1} -áll. bemenő egyenáramot váltakozó polaritással kapcsolják a terhelésre (c ábra). Az ugyanazzal a számmal jelölt tirisztorok egyidejűleg vezetnek. Ezalatt az összes többi tirisztor zár.

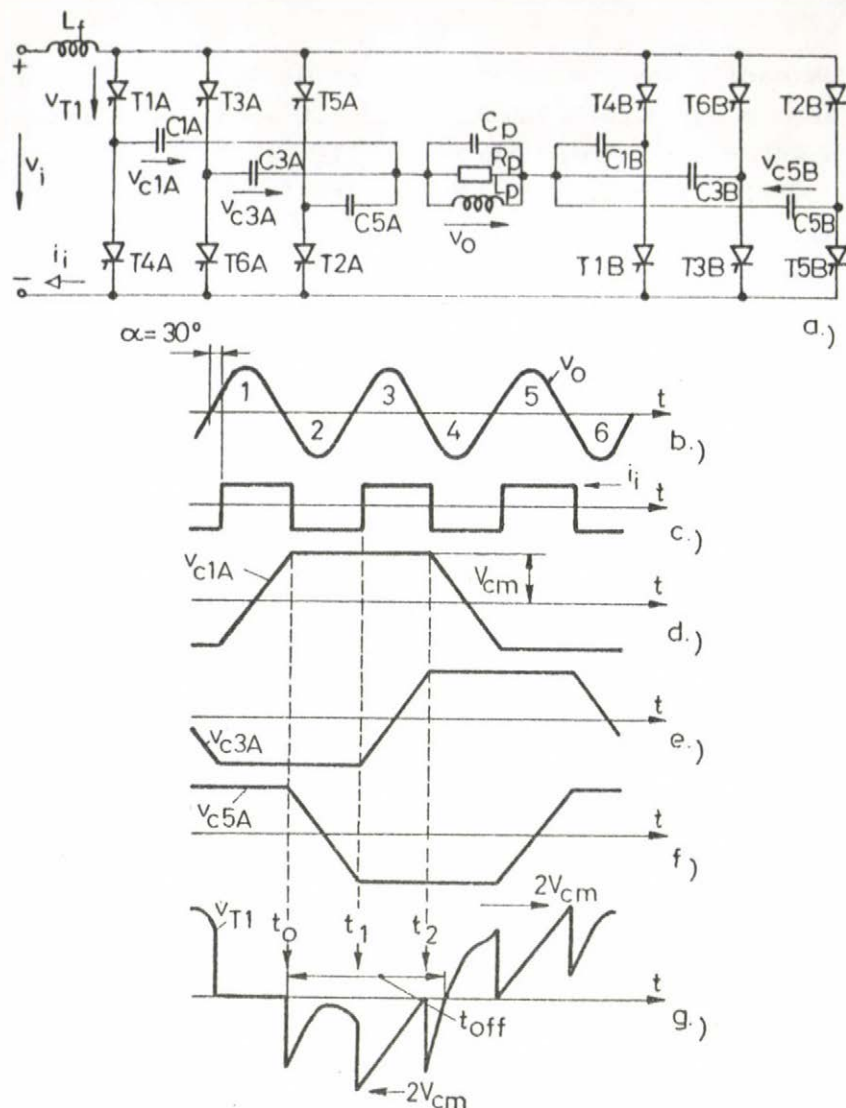
A kapcsolás előnyös tulajdonsága, hogy a kimenő áramimpulzus szinuszos alakú és így a tirisztorok di/dt és dv/dt igénybevétele (d ábra) viszonylag kicsiny. Az L_1 - C_1 érték megfelelő megválasztásával elérhető, hogy a kimenő áramimpulzus folyási ideje a kimenő feszültség félperiódus idejével megegyezzen. A kapcsolás legnagyobb hátránya, hogy a kimenő áramimpulzusok összegezésére $(n+1)$ tekercses középfrekvenciás transzformátort alkalmaz. A középfrekvenciás transzformátor nagy vesztesége erősen leontja a kapcsolás hatásfokát. Mint látni fogjuk, a 2. Fejezetben, általunk javasolt, új, frekvenciaosztós kapcsolás (2.3.3 ábra) felépítésre és működésre egyaránt hasonló a most bemutatotthoz, azonban az a kimenő áramimpulzusok összegezésére a rossz hatásfoku transzformátor helyett az inverter ismétlődő részeinek, az ún. alinvertereknek a párhuzamos kapcsolását használja.

Az 1.3.9 a ábra bemutat egy másik, irodalomból ismert, frekvenciaosztós inverter kapcsolást [13, 69]. Ez az inverter az 1.3.3 a ábrán látható kapcsolás három fokozatu, frekvenciaosztós változatának tekinthető. A b...g ábrák a tervezés szerinti

Az ábrán feltüntetett első, középfrekvenciás félperiódusban a T1A - T1B, a másodikban a T2A - T2B tirisztor pár vezet stb. (b ábra). Az állandó áram hatására a csatoló kondenzátorok feszültsége időben lineárisan változik, áramszünetben pedig állandó értéken marad (d, e, f ábrák). Az 1-es tirisztor v_{T1} feszültségét a g ábrán láthatjuk. A v_{T1} feszültség a T3 és T5 tirisztorok vezeteése alatt a v_o feszültségtől független, hiszen pl. a T3 tirisztor vezeteése alatt $v_{T1} = v_{c3A} - v_{c1A}$, vagyis v_{T1} most időben lineárisan változik. A maximális tirisztor feszültség legalább $2V_{cm}$. A v_{T1} hullámalakjában a legnagyobb figyelmet a t_o -tól t_1 -ig tartó résznek kell szentelni, ahol $v_{T1} = v_{c5B} - v_{c1A} - v_o$. Ahhoz, hogy t_{off} egy periódus körüli érték lehessen, a v_{T1} feszültségnek ebben az időszakban nem szabad pozitívvá válnia. A [13] alatti irodalom az inverter tirisztorok maximális feszültségére a $2V_{cm}$ -es értéket ajánlja kiválasztani. A V_{om} kimenő feszültség maximumát és a kimenő áram és feszültség közötti α fázisszöget úgy határozza meg, hogy egyrészt a v_{T1} tirisztor feszültség a t_o -tól t_1 -ig terjedő időközben negatív maradjon, másrészt a kimenő teljesítménnyel arányos $v_o \cos \alpha$ szorzat maximális legyen. A vizsgálat eredménye névleges terhelési állapotra: $V_{om} = V_{cm}$ és $\alpha = 30^\circ$ (az áram késik a feszültséghez képest).

A kapcsolás előnye az 1.3.8 a ábrai megoldással szemben az, hogy transzformátor helyett kondenzátorokkal csatlakozik a terheléshez és a tirisztorokkal csak kommutálási célra kell sorba kapcsolni fojtótekerceket (az ábrán ezek nincsenek feltüntetve), amelyek induktivitása nagyságrendben kisebb lehet az 1.3.8 ábrában látható megoldás L1...L6 fojtótekerceinél kis frekvencián. Hátránya ezzel szemben az, hogy a beépített tirisztor és soros kondenzátor teljesítmény igény nagyobb. Ezt az állításunkat a 4.6 pontban fogjuk számszerűen indokolni, ahol a most ismertetett két, frekvenciaosztásos kapcsolást összevetjük az általunk javasolttal. A kapcsolás további hátrányos tulajdonsága még az, hogy a tirisztorok szinuszos áramimpulzusok helyett közelítőleg négyszögletes alaku áramimpulzusokat kapcsolnak, ami a tirisztorok di/dt és általában a dinamikus igénybevételét fokozza.

Az előadottak szerint a frekvenciaosztásos inverterek alkalmasak a felső frekvencia határ növelésére. Segítségükkel a néhány tíz kHz-es, középfrekvenciás, tirisztoros inverterek technikai realizálása lehetővé válik. Milyen árat kell fizetnünk a frekvenciaosztásos elv alkalmazásáért? A kapcsolások egyszerű összehasonlításából is triviális, hogy az erősáramú kör és ezért a vezérlő körök is a frekvenciaosztásos inverterekben összetettebbek. Az is látszik, hogy a beépítendő energiatároló elemek (fojtótekercek, kondenzátorok) száma és összteljesítménye is lényegesen nagyobb, mint a normál, középfrekvenciás inverter kapcsolásokban. Hajlamosak lennénk az előző állítást elhamarkodottan a beépítendő tirisztor teljesítményre is kiterjeszteni. A 4.6 pontban látni fogjuk, hogy ezt a problémát esetről-esetre vizsgálat tárgyává kell tenni. Az ott megvizsgált esetben például a frekvenciaosztásos kapcsolás a tirisztor teljesítmény, és főként a tirisztor költség, szempontjából előnyösebb.



1.3.9 ábra

Áramgenerátorról táplált frekvenciaosztásos inverter kapcsolás
(a ábra) és hullámalakjai névleges terhelésen

1.4 Az irodalomban található elméleti eredmények és vizsgálati módszerek

Számos közlemény foglalkozik az 1.3.1 pontban ismertetett váltó-egyen-váltó inverterek vizsgálatával. Az ismert publikációk mindegyike közelítő módszereket alkalmaz. Teljesen általános az a közelítő feltételezés, miszerint soros, ill. párhuzamos kapcsolású terhelőkör esetében állandó egyenáramú feszültséggenerátort, ill. áramgenerátort tételnek fel a tápoldalon. Több cikk a terhelőkörre jutó, közelítőleg négyszöghullám alakú jelnek csak az alapharmonikusát veszi figyelembe [47, 50]. Bedford és Hoft szerzők könyvükben [101] egy középfrekvenciás hevítés esetén vitatható közelítést alkalmaznak. A vizs-

gált középfrekvenciás inverter a terhelőkörü oldalán egy induktív jellegű terhelésből és egy ezzel párhuzamosan kapcsolt soros L-C kommutáló körből áll, amelyre az inverter tirisztorok négyszöghullám alaku feszültséget kapcsolnak. A szerzők feltételezik, hogy a terhelésen átfolyó áram, a kimenő feszültséghez hasonlóan, négyszöghullám alaku, amely fázisban a feszültséghez képest késik (7.37 ábra). Gyakorlatibb közelítés lett volna, ha az áram időfüggvényére fűrészszezgést tétéleztek volna fel [57].

Legpontosabb az a módszer, amelyiknél felírják egy tirisztor vezetési szakaszra az inverter-terhelőkör differenciálegyenletét és ezt megoldják [36, 44, 52, 59, 60]. Revankar és Gadag szerzők az IEEE Trans.-ban 1973-ban és 1974-ben közzétett két közleményükben ezen a módon vizsgálják a terhelő oldalon párhuzamos kapcsolású invertert [56, 82]. Az állandósult állapot matematikai leírását állandó inverterfrekvenciára, vagyis állandó tirisztor gyújtásszögre végzik, Inverterfrekvenciának a terhelőkör csillapított sajátfrekvenciáját választják és ezért a szabaddáválási idő beállítása szempontjából legfontosabb inverter paraméter, a gyújtásszög, mint egy adott terhelési állapoton belüli változó a közleményekben meg sem jelenik. Ez nem gyakorlati eset és különösen akkor nem, ha az inverter néhány kHz-cel üzemel. Ha pl. az inverter frekvencia 3 kHz, és névleges terhelésre a terhelőkör jósági száma $Q=10$, ami a gyakorlatban szokásos érték, akkor az [56]-os irodalom 3.ábrájából az inverter tirisztorok szabaddáválási idejére csak $4.9 \mu s$ adódik. Üresjárásban még ennél is lényegesen kisebb, ideális üresjárásban ($Q=\infty$) pedig zérus értéket kapunk. A későbbi cikk az inverter kapcsolásnak azzal a változtatással foglalkozik, amelyikben a tirisztorok szabaddáválási idejének a megnövelése céljából a terhelőkörrel egy soros kondenzátort kapcsolnak sorba, de a cikk itt is csak a soros kondenzátor kapacitásának a tirisztor szabaddáválási időre gyakorolt hatását tárgyalja és figyelmen kívül hagyja a soros kondenzátornál sokkal nagyobb befolyású gyújtásszög változtatás vizsgálatát.

A szerzők mindkét cikkükben módszert adnak arra, hogy a bemenő fojtótekerics induktivitását miként kell megválasztani. A módszer lényege az, hogy állandónak véve a betáplálási egyenfeszültséget, meghatározzák a fojtótekercsen az inverter egyenáramu kapcsain megjelenő feszültség által létesített áramváltozást és ennek értékét előírva számítják ki a fojtótekerics induktivitását. A módszer hiányossága az, hogy azt a jelenséget hanyagolja el, amelynek a hatása általában sokkal nagyobb, mint a vizsgálté. A vezérelt egyenirányító felharmonikus feszültségei miatt a fojtótekercsben folyó áram esetleg nagyságrendben nagyobb lehet, mint a cikkben figyelembe vett áramösszetevő, különösen nagyobb inverterfrekvenciákon. Az értekezés 6.6 pontja pl. meghatározza egyrészt az egyenirányító kimenő kapcsán, másrészt az inverter egyenáramu oldalán megjelenő felharmonikus feszültségek által a fojtótekercsben okozott áramváltozást és az elsőre kb. 10 A-t, a másodikra kb. 10 mA-t számít ki.

Noha az értekezésben vizsgált kapcsolás eltér a hivatkozott két cikkben tárgyalttól, a fenti számértékek azonban a jelenség lényegére mértékadók.

Az említett közleményekben alkalmazott vizsgálati módszerek egyszerűek, részben a kapcsolások egyszerűsége, részben a bevezetett közelítések miatt, részben pedig azért, mert az indulási és általában a tranziens folyamatok elemzésére nem térnek ki. Bizonyos értelemben kissé nagyobb igényű az [51] és az [55] publikáció. Az első a terhelőoldalon párhuzamos és soros kapcsolású inverter analóg számítógépes vizsgálatával foglalkozik, amely a szűrőkör tranziens folyamatát is figyelembe veszi. A második a soros kondenzátorral kiegészített, terhelő oldalon párhuzamos kapcsolású inverter digitális szimulációjáról szól és egy különleges, blokkorientált szimulációs nyelvet, a DIALOG-ot /DIGITAL ANALOG Simulation/ alkalmaz. Az ismertetett módszerek természetesen lehetőséget adnak a stacioner viszonyok vizsgálatán túlmenően a tranziens állapotok, meghibásodások, indulási, leállási folyamatok, paraméter változások hatásának vizsgálatára. A cikkek, - azon kívül, hogy rámutatnak ezekre az előnyökre - eredményeket gyakorlatilag nem közölnek.

A két ismert frekvenciaosztásos inverter (1.3.8 és 1.3.9 ábrák) közül csak az előbbiről található az irodalomban egy részletesebb matematikai vizsgálatot közlő cikk [102], de ez is csak a kapcsolás állandósult állapotával foglalkozik. Az összes többi közlemény [10, 12, 13, 69] leíró jellegű. A matematikai vizsgálatot elvégző és 1974-ben az IEEE Trans.-ban közzétett cikk egyik szerzője ugyanaz, mint aki a már említett két másik közleményben állandó inverterfrekvencia feltételezésével vizsgálta a terhelőoldalon soros kapcsolású invertert [56, 82]. A frekvenciaosztásos inverterrel foglalkozó cikk már nem terhelt ezzel a hiányossággal, az inverterfrekvenciát változónak tekinti. Ezzel szemben a közlemény egyes végeredményei kétséget ébresztőek. A [13]- és a [69]-es irodalom ajánlása szerint a tirisztorok feszültség igénybevétele, szabaddáválási ideje és az inverter kimenő teljesítménye szempontjából akkor optimális az 1.3.9 ábrán látható kapcsolás beállítása, ha névleges terhelésen egy soros kondenzátor feszültségének az amplitudója, V_{cm} , közelítőleg megegyezik a szinuszos kimenőfeszültség V_{om} amplitudójával és az i_o kimenőáram zérusátmenete $\alpha=30^\circ$ -kal késik a v_o kimenőfeszültség zérusátmenetéhez képest. Ilyenkor a maximális tirisztorfeszültség $V_{Tm}=2 V_{om}$. Ezt az eredményt magam is ellenőriztem.

A [102] cikk szerzői közlik az általuk kiszámított $V_{om}/v_i=f(Q)$ függvényt (8.ábra) és megállapítják, hogy V_{om}/v_i csak elhanyagolható mértékben függ az inverter frekvencia, vagyis az α gyújtásszög változásától. Ezzel az utóbbi állítással nem lehet egyetérteni. Könnyű ugyanis megmutatni, hogy fennáll a $v_i=(2/\pi) V_{om} \cos\alpha$ összefüggés. A V_{om}/v_i hányados V_{cm} -től független és széles határok között változik α -val, vagyis az inverter körfrekvenciával.

Névleges állapotban indukciós olvasztásnál a párhuzamos rezgőkör jósági tényezője $Q=1/2\xi_p=10$ körüli érték, vagyis a rezgőköri áram értéke kb. 10-szer akkora, mint az inverter kimenőáram. A C_s/C_p kapacitás viszonyának kb. 0.1-nek kell lennie. A [102]-es cikk 7.ábrájából $V_{Tm}/v_i=27$ és mivel $v_i/V_{om} = (2/\pi) \cos 30^\circ = 0.552$; ezért $V_{Tm} = 14.9 V_{om}$, ami kb. egy nagyságrenddel eltér a fent közölt értéktől.

Végül a 9.ábrában a szerzők az $\alpha(Q)$ függvényt ábrázolják különböző, állandó inverterfrekvenciákra. Ebből az ábrából a $Q=10$ körüli értékhez $\alpha=30^\circ$ -nál lényegesen nagyobb, 50° körüli szögek tartoznak.

Az 1.3.8.ábrán látható frekvenciaosztásos inverterkapcsolás matematikai vizsgálata még állandósult állapotra sem található meg az irodalomban. Megjegyezzük, hogy az általunk javasolt és a 2.Fejezetben leírt frekvenciaosztásos megoldás elméletének a kidolgozása az összetettebb kapcsolás miatt lényegesen bonyolultabb feladat, mint az 1.3.9 ábra kapcsolása esetében.

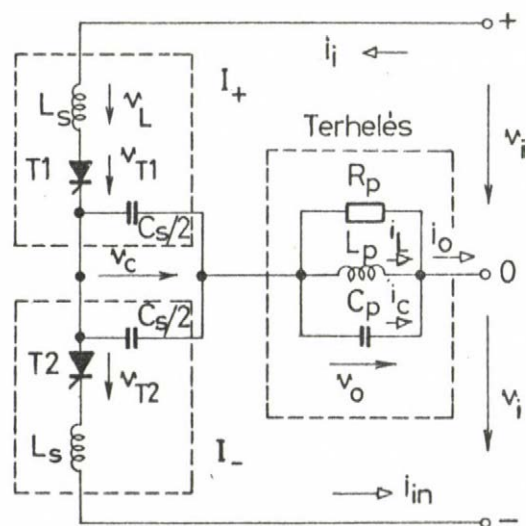
2. KAPCSOLÁSI ELRENDEZÉS

A fejezet célja egy új és gyakorlati szempontból előnyös tulajdonságokkal rendelkező, frekvenciaosztásos elven működő, középfrekvenciás, tirisztoros inverter alapkapsolásának, működési elvének és különböző kapcsolási és vezérlési formáinak a leírása. Az ilyen típusu invertereket a gyakorlatban legtöbbször indukciós melegítési (hevitési, hőntartási, olvasztási, edzési stb.) célra alkalmazzák. A későbbiekben mi is ilyen fajta alkalmazást tételünk fel, ami más szavakkal azt jelenti, hogy az inverter terhelését mindig a kompenzáló kondenzátorral együtt az ún. induktor tekercs képezi (2.2 pont).

2.1 Alinverter

A vizsgálat tárgyát képező inverter egyik legegyszerűbb kapcsolása a 2.1.1 ábrán látható. Az invertert középmegecsapolásos egyenfeszültségű áramforrás táplálja. Az inverter két tirisztorból (T1 és T2), két soros fojtótekercsből (L_s), valamint két csatoló, vagy soros kondenzátorból ($C_s/2$) áll. A terhelés egy csillapított párhuzamos rezgőkör (C_p, L_p, R_p).

Az L_s középfrekvenciás fojtótekercsek különleges felépítésűek. A tirisztorok a végső kapcsolás kialakításától függően lehetnek közös, hálózati frekvenciás tirisztorok - még 4 kHz-es kimenő frekvencia esetén is - de lehetnek nagyfrekvenciás inverter típusúak is. A $C_s/2$ középfrekvenciás kondenzátorok általában vízhűtéses kivitelűek. A párhuzamosan kapcsolt L_p induktivitás, R_p ellenállás az induktor tekercs helyettesítő kapcsolási vázlata. A C_p kondenzátor értékének a megválasztásával a párhuzamos rezgőkör saját frekvenciáját, s ezzel közelítőleg a kimenő középfrekvenciát írjuk elő.



2.1.1 ábra

Egyszerű frekvenciaosztásos inverter kapcsolás

Vezessük be a későbbiek kedvéért az L_s -T1- $C_s/2$, ill. az L_s -T2- $C_s/2$ áramkör megjelölésére a pozitív (I_+), ill. a negatív (I_-) alinverter elnevezéseket. Az inverter működési elvének a bemutatása érdekében alkalmazzuk a következő egyszerűsítő feltételezéseket:

- Az egyenfeszültségű áramforrás v_i feszültsége állandó még pillanatértékben is.
- A tirisztorok ideálisak. Bekapcsolásuk ugrásszerűen, zérus idő alatt megy végbe, átvezető irányu feszültségesésük zérus, záró irányban áramot nem vezetnek.

- c/ A soros rezgőkör sajátfrekvenciája ($f_s = 1/2\pi\sqrt{L_s C_s}$) megegyezik a kimenő középfrekvenciával.
- d/ A terhelést egy állandó amplitudójú és frekvenciájú szinuszos feszültségforrás helyettesíti ($V_{om}=1$).
- e/ A T1, ill. T2 tirisztor a v_o kimenő feszültség pozitív, ill. negatív meredekségű szakaszán v_o minden hatodik zérus átmeneti időpontjában kap gyújtóimpulzust. A T1 és T2 tirisztor gyújtóimpulzusai közötti távolság a kimenő feszültség három félperiódusa.
- f/ Az induktort leképező L_p és R_p értéke állandó.
- g/ A soros rezgőkör veszteségmentes.

A d/ alatti feltételezés jogosságát az a körülmény indokolja, hogy a párhuzamos rezgőkör reaktív elemeinek az árama (i_L és i_C) általában több, mint egy nagyságrenddel nagyobb az inverter i_o kimenő áramánál, vagyis a terhelés v_o feszültségét jó közelítéssel a csaknem szinuszos alakú i_L (vagy i_C) áram határozza meg, v_o a befolyó i_o áramtól csak kis mértékben függ. Ez más szavakkal azt is jelenti, hogy a párhuzamos rezgőkör csillapítása kicsiny, névleges terhelésen pl. a csillapítási tényező $\xi_p = \sqrt{L_p/C_p}/2R_p \approx 0.051$.

2.2 Induktor tekercs [9, 50, 85, 86, 87, 88, 89]

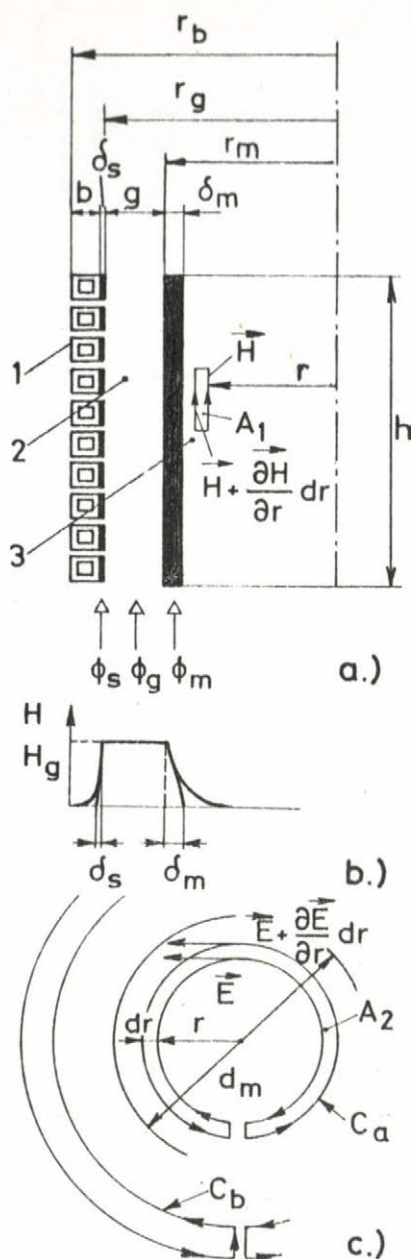
Az induktor tekercs a villamos energiát továbbítja a melegítendő fémbe. A rendszerint vízzel hűtött induktor tekercs belsejében van kiképezve a kemence, ill. hevítő tér. Itt kell elhelyezni a melegítendő, olvasztandó, hőkezelendő fémét. Az induktor tekercs betéttel terhelt kemence esetén közelítőleg egy szekunder oldalán terhelő ellenálláson át zárt transzformátornak tekinthető. A szekunder áram a fémes betétben folyik. A szkin effektus következtében az áram az induktor tekercsben a belső henger felületén folyik, míg a hevítendő fémbe a külső héjban koncentrálódik. Az áram nagy része a δ_s és δ_m behatolási mélység által meghatározott héjban található (lásd a 2.2.1 a ábra vastag vonallal kihuzott részét).

Az induktor tekercs feszültségének \bar{V}_o idővektora két feszültségkomponens összege: $\bar{V}_o = \bar{V}_{i1} + \bar{V}_{i2}$. (Lásd a 2.1 és a 2.2 Függelékeket). A \bar{V}_{i1} feszültséget a Φ_g légrésfluxus és a hevítendő fém Φ_m fluxusának összege indukálja a tekercsben. A rézből készült induktor tekercs belsejében futó mágneses térerősségből eredő Φ fluxus indukálja a \bar{V}_{i2} feszültséget. A Függelék (A2.1.10) és (A2.2.6) egyenleteiből

$$\bar{V}_o = [R_m + R_s + j(X_m + X_g + X_s)] \bar{I} = (R + jX) \bar{I} \quad (2.2.1)$$

ahol

$$R \approx \frac{\pi d_m}{h} N^2 \sqrt{\frac{\rho_m \mu_o}{2}} \left[\sqrt{\mu_{mr}} + \sqrt{\rho_s / \rho_m} \right] \sqrt{\omega} \quad (2.2.2)$$



2.2.1 ábra

Tégelyes indukciós kemence keresztmetszetének elvi vázlata (a ábra). Mágneses térerősség radiális eloszlása (b ábra). Ábra a villamos térerősség számításához (c ábra). Vízhűtési induktor tekercs (1). Bélés (2). Fém betét (3).

$$X \approx \mu_0 \frac{\pi d_m}{h} g N^2 \left[1 + \frac{\mu_{mr}}{2} \frac{\delta_m}{g} + \frac{1}{2} \frac{\delta_s}{g} \right] \omega \quad (2.2.3)$$

Néhány jelölés értelmezése a 2.2.1 ábrából adódik. Az utolsó két egyenletben $d_g = d_m + 2g \approx d_m$ és $d_g^2 - d_m^2 \approx 4d_m g$, valamint $K_r \approx K_x \approx 1$ közelítéseket alkalmaztuk.

Az induktor tekercs helyettesítő vázlata soros R ellenállásból és $L = X/\omega$ induktivitásból áll. Az ellenállás a frekvencia négyzetgyökével arányos.

A megvalósított 4kHz-es, 30 kW-os tégelyes indukciós kemence esetén az X reaktancia kifejezésében szereplő $\delta_s/g = 1/36$; míg szénacélra 20 C°-on $\mu_{mr} = 100$ -zal számolva $\mu_{mr} \delta_m/g = 1/13$ és 1200 C°-on $\mu_{mr} \delta_m/g = 1/38$. Az induktor tekercs induktivitása tehát közelítőleg a légrés induktivitással egyezik meg:

$$L = X/\omega \approx \mu_0 \frac{\pi d_m}{h} g N^2 = \text{const.} \quad (2.2.4)$$

A soros R-L kapcsolás az

$$R + jX = \frac{R_p jX_p}{R_p + jX_p} \quad (2.2.5)$$

összefüggéssel egyenértékű párhuzamos kapcsolásba alakítható át. Ha $X \gg R$

$$R_p = \frac{R^2 + X^2}{R} \approx \frac{X^2}{R} \quad \text{és} \quad X_p = \frac{R^2 + X^2}{X} \approx X \quad (2.2.6)$$

(2.2.2) és (2.2.6)-ból

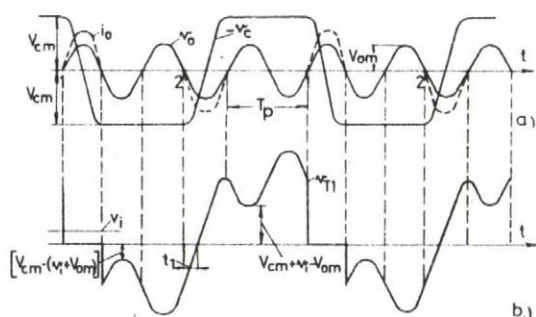
$$R_p = \text{const.} \omega^{3/2} \quad (2.2.7)$$

Az induktor tekercs teljesítménytényezője névleges terhelési állapotban kicsiny (kb. 0.1 ind.) és ezért $X \gg R$. Bár az induktív teljesítmény kb. tizszerese a hatásos teljesítménynek, az inverternek közelítőleg mégis csak a hatásos teljesítményt kell szolgáltatnia, mivel a meddő teljesítményt az induktor tekercssel párhuzamosan kapcsolt C_p kondenzátor biztosítja.

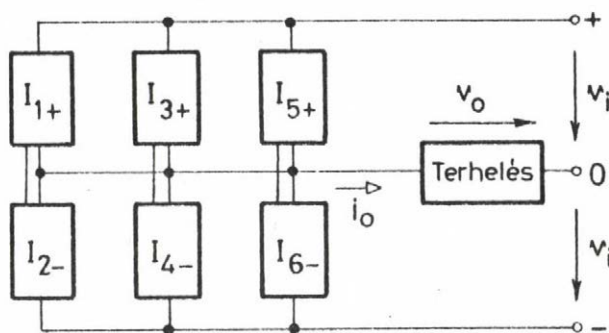
2.3 Működési alapelv

A 2.1.1 ábrán bemutatott kapcsolás működési alapelve a 2.3.1 ábrai görbealakok segítségével érthető könnyen meg. A 2.1 pontban felsorolt egyszerűsítő feltételezések legyenek érvényben és a kapcsolás működését állandósult állapotban vizsgáljuk.

Érkezzenek a gyújtóimpulzusok váltakozva a T1 és a T2 tirisztorokra. Kapjon a T1 tirisztor gyújtóimpulzust a szinuszosan váltakozó v_o kimenő feszültség pozitív meredekségű szakaszán, minden hatodik zérusátmenetnél, míg a T2 tirisztor a v_o feszültség negatív meredekségű szakaszán szintén minden hatodik zérusátmenetnél gyújtsuk. A T1 és T2 tirisztorok gyújtóimpulzusai közötti idő a v_o feszültség három félderfordulása.



2.3.1 ábra



2.3.2 ábra

Időfüggvények a 2.1.1 ábrán bemutatott kapcsolás működési elvének a magyarázatához

Három pozitív és három negatív alinverterből felépülő frekvenciaosztásos inverter elvi kapcsolása

A T1, ill. T2 tirisztorra érő gyújtóimpulzus hatására az L_s - C_s soros rezgőkörben egy félderfordulásig tartó i_o pozitív, ill. negatív irányú áramimpulzus folyik, amely egyrészt

lyik, amely egyrészt $\int_0^{T_p/2} v_o i_o dt$ nagyságú energiát szállít az egyenfeszültségű áramforrásból a terhelésbe, másrészt átpolározza a soros kondenzátort (2.3.1 a ábra). (Az áramvezetési időre vonatkozó igazolást a 3.5 pont adja.)

A nem vezető tirisztor feszültsége

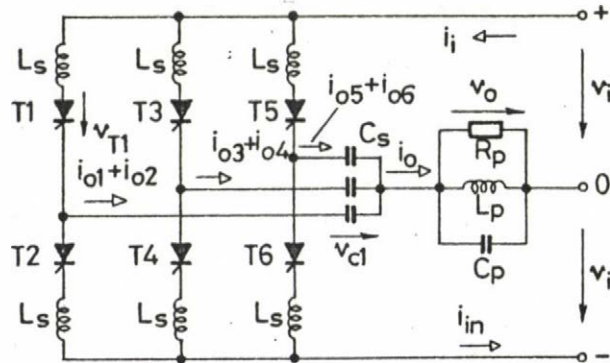
$$v_T = v_i \mp (v_c + v_o) \quad (2.3.1)$$

A - előjel a pozitív, míg a + előjel a negatív alinverter tirisztor feszültségére vonatkozik. A 2.3.1 ábrában feltételeztük, hogy $V_{cm} > v_i + V_{om}$. Ilyenkor a

tirisztorok szabaddáválási ideje $t_{\text{off}} = T_p + t_1$, vagyis több mint a középfrekvenciás feszültség periódus ideje.

A kapcsolás a középfrekvenciás feszültségnek csak minden harmadik félperiódusában szállít energiát a terhelésbe, ezért a valóságban két energiabetáplálás között a v_o feszültség exponenciálisan csillapodik. Ha pl. az inverter terhelése névleges (a kivitelezett esetben ilyenkor $\xi_p = 0.051$), v_o amplitúdója a

középfrekvenciás feszültség egy periódusa alatt $e^{-\xi_p \omega t} = e^{-\xi_p 2\pi} = 0.725$ -szörsőre csökken. A kimenő feszültség amplitúdójának a fluktuálása elkerülhető, ha pl. a 2.3.2 ábra szerinti kapcsolásban három pozitív és három negatív alinvertert alkalmazunk és a pozitív, ill. negatív alinverterek tirisztorait ciklikusan váltogatva egymás után gyújtjuk a kimenő feszültség pozitív ill. negatív meredekségű szakaszán pl. a v_o feszültség zérusátmenetének az időpontjában, úgy hogy minden zérus átmenetkor egy tirisztor kapjon gyújtóimpulzust. A tirisztorok gyújtási sorrendje a következő: 1, 6, 3, 2, 5, 4, 1... Ilyenkor a terhelés minden félperiódusban kap energia betáplálást, mégpedig ugyanakkorát, s a kimenő feszültség amplitúdója állandó terhelés mellett félperiódusról félperiódusra változatlan marad. Első közelítésben úgy tekinthető, mintha valamennyi inverter egymástól függetlenül és ugyanugy működne, mint ahogy azt a 2.1.1 és 2.3.1 ábrával kapcsolatban már leírtuk. A feszültség és áram hullámalakok is ugyanazok a pozitív, ill. negatív alinverterekben, mint a 2.3.1 ábrában, azzal a különbséggel, hogy a 3- ill. 4-es alinverterben T_p periódusidővel, míg az 5- ill. 6-os alinverterben $2T_p$ periódusidővel késnek az 1- ill. 2-es alinverterbeli hullámalakokhoz képest.



2.3.3 ábra

A 2.3.2 ábrában látható frekvenciaosztós inverter kapcsolás az alinverterek részletezésével

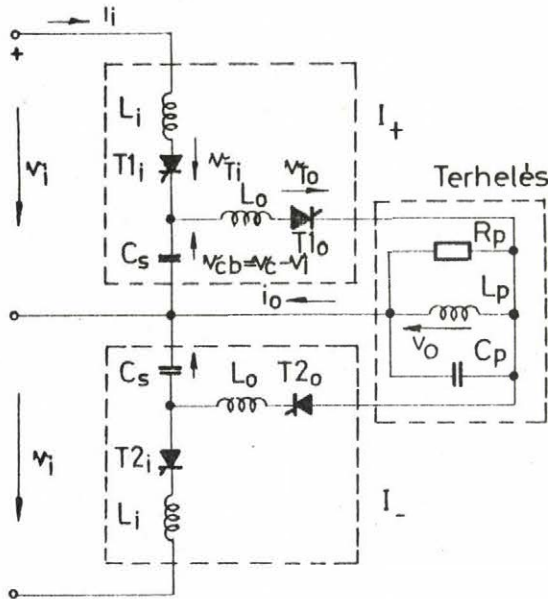
A 2.3.2 ábra kapcsolása a frekvenciaosztós elvet alkalmazza. Az alinverterekben a jelalakok frekvenciája a kimenő középfrekvencia harmada. Ez teszi lehetővé, hogy a tirisztorok szabaddáválási ideje a középfrekvencia periódus idejénél hosszabb legyen (2.3.1 ábra).

A 2.3.3 ábrában az alinverterek belső kapcsolásának a kirajzolásával megisméltük a 2.3.2 ábrai kapcsolást.

2.4. Kiindulási kapcsolás

Az első laboratóriumi példányban a frekvenciaosztós inverter kapcsolása eltért a 2.1.1 ábrán bemutatottól. Az első kapcsolás egyik legegyszerűbb változata látható a 2.4.1 ábrában. Az inverter két bemenő ági ($T1_1$ és $T2_1$), vala-

mint két kimenő ági ($T1_o$ és $T2_o$) tirisztorból, két bemenő ági (L_i) és két kimenő ági (L_o) soros fojtótekerccsből, továbbá két csatoló kondenzátorból (C_s) áll. A terhelés ugyanaz, mint a 2.1.1 ábrában. Vezessük be most is az ábrában szaggatott vonallal körülhatárolt elemekből felépülő rész egységes megnevezése a pozitív (I_+) és a negatív (I_-) alinverter elnevezéseket.



2.4.1 ábra

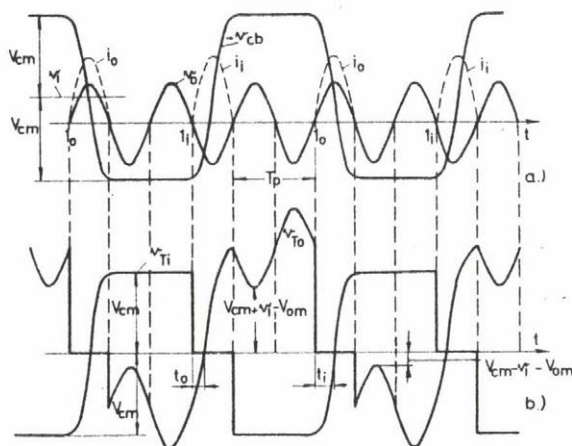
Kiindulási kapcsolás elvi vázlata

ség pozitív, ill. negatív meredekségű szakaszán, minden hatodik zérusátmenetnél. A bemenő és a kimenő tirisztorok gyújtóimpulzusai közötti idő legyen a v_o feszültség három félpériódusa (v.ö. a 2.3.1 ábrával).

Az inverter működési elvének az alább sorra kerülő tárgyalásánál legyenek érvényben a 2.1 pontban felsorolt egyszerűsítő feltételezések. A 2.4.1 ábrai pozitív alinverter működése a 2.4.2 ábrán bemutatott időfüggvények segítségével követhető.

A $T1_i$ bemenő tirisztor gyújtását követően energia áramlik az egyenáramú tápforrásból a C_s kondenzátorba és ott tárolódik. Alkalmasan megválasztott idővel később gyújtjuk a $T1_o$ kimenő tirisztor. A C_1 kondenzátorban tárolt energia egy része ekkor a terhelésbe kerül át.

Gyújtjuk a bemenő tirisztor az i_i , ill. a kimenő tirisztor az i_o időpontokban (2.4.2 a ábra), vagyis a v_o kimenő feszültsé-



2.4.2 ábra

Időfüggvények a 2.4.1 ábrai kapcsolás működési elvének magyarázatához

A bemenő tirisztor gyújtása után szinuszos i_i áram folyik a bemenő rezgőkörbe, amely átlengeti a v_i feszültség körül a $-v_{cb}$ kondenzátor feszültséget a kezdeti negatív értékéről egy abszolút értékben nagyobb, pozitív értékre. Az i_i áram kialszik a félperiódus végén. A v_{Ti} feszültség ettől kezdve egy periódusig $v_{Ti} = -v_{cm}$. A bemenő tirisztor szabaddáválási ideje $t_{off} = T_p + t_i$ (2.4.2 b ábra).

A kimenő tirisztor gyújtása után a $(v_{cm} + v_i)$ feszültségre feltöltött C_s kondenzátor a kimenő soros rezgőkörön át kisül a terhelésre. Az i_o áram első közelítésben szinuszos áramimpulzusnak vehető, amely a C_s kondenzátorba tárolt energia egy részét, nevezetesen

$$A_o = (C_s / 2) [(v_{cm} + v_i)^2 - (v_{cm} - v_i)^2] = 2C_s v_{cm} v_i \quad (2.4.1)$$

nagyságu energiát szállít a terhelésbe. Ugyanekkora energia áramlik az egyenáramú tápforrásból a C_s kondenzátorba a bemenő tirisztor gyújtása után. Egy alinverter kimenő teljesítménye

$$P_o = a f A_o = 2a f C_s v_{cm} v_i \quad (2.4.2)$$

ahol f a v_o feszültség frekvenciája, míg a jelenlegi esetben $a=1/6$, mivel energia csak minden hatodik félperiódusban áramlik a terhelésbe.

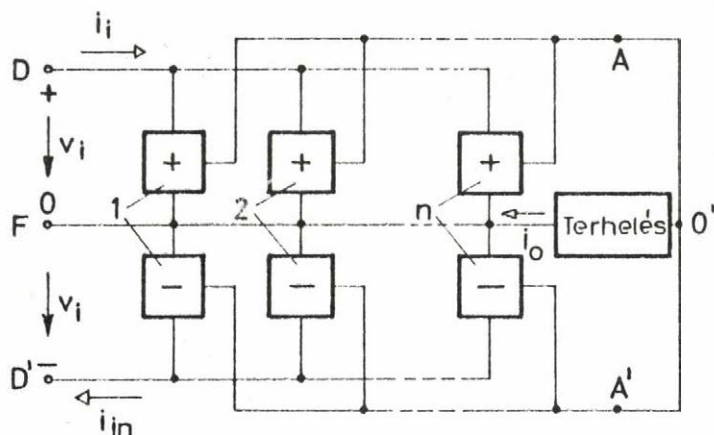
Záró irányu feszültség marad a kimenő tirisztoron több mint egy periódusig, ha a $v_{cm} > (v_i + v_{om})$ egyenlőtlenség teljesül. A szabaddáválási idő $t_{off} = T_p + t_o$.

A negatív alinverter a pozitívtól csak a tirisztorok és a tápláló egyenfeszültség irányában különbözik. Ennek megfelelően a gyújtóimpulzusok gyújtási rendje is megfordul. Itt a kimenő tirisztor kell az i_i , míg a bemenőt az i_o időpontokban gyújtani. A terhelésen átfolyó kimenő i_o áramimpulzus iránya is megfordul. A két alinverter egyformán működik.

Három pozitív és három negatív alinvertert alkalmazva teljes váltakozó gyújtási rendben biztosítható, hogy a terhelés a v_o feszültség mindegyik félperiódusában egyenlő energiát kapjon.

Az előadottak jól demonstrálják a kétféle kapcsolás működésmódja közötti szoros kapcsolatot. Egyebekben pedig mindaz, amit a 2.1.1 ábra kapcsolására elmondottunk értelemszerűen vonatkozik a 2.4.1 ábrára is. Így pl. általános esetben a kapcsolás n alinverter párból épül fel (2.4.3 ábra).

Lényeges különbség a két kapcsolás között az, hogy a 2.4.1 ábrában a pozitív, vagy a negatív alinverterek beépítése nem elengedhetetlenül szükséges. Az egyik típusu alinvertert elhagyva az i_o kimenő áramimpulzusok ugyan egyenirányuakká válnak, de ez az indukciós melegítést nem zavarja.



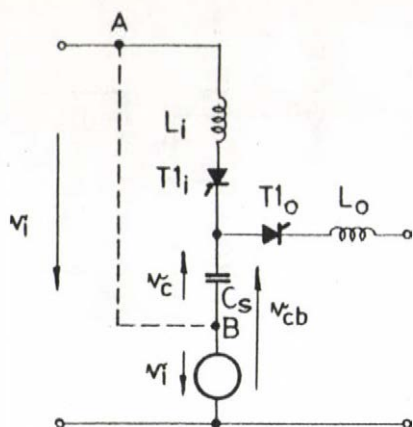
2.4.3 ábra

n alinverter párból álló frekvenciaosztós inverter kapcsolás

2.5 Átalakítás

A 2.1.1 és a 2.4.1 ábrában látható kapcsolás a terhelés felől nézve egymással egyenértékű. A 2.4.1 ábrában ugyanis a csatoló kondenzátor feszültségét egy állandó és egy váltakozó rész összegeként foghatjuk fel. Például a pozitív alinverterben: $v_{cb} = v_c - v_i$. Az állandó feszültség éppen a v_i tápfeszültség. A kimenő tirisztor gyújtási időpontjában úgy tekinthetjük, mintha a kimenő soros rezgőkör v_i egyenfeszültségre lenne kapcsolva, és a C_s kondenzátor csak V_{cm} nagyságú feszültségre lenne feltöltve, vagyis a kimenő tirisztor gyújtási időpontjában a kezdeti feltételek ugyanazok, mint a 2.1.1 ábra kapcsolásában, ha egyébként a tirisztor gyújtásszöge és a terhelés egyforma, és állandósult állapotot vizsgálunk. Ezért a kimenő soros rezgőkör és a terhelés jelalakjai megegyeznek a 2.1.1 ábra megfelelő mennyiségeivel. Kivételt csak a v_c és v_{To} jelalakok képeznek a bemenő tirisztor vezetési időszakában, bár a megfelelő változók időbeni lefolyása ekkor is igen közel esik egymáshoz. A különbség oka a bemenő és kimenő soros rezgőkörökben folyó áramimpulzusok eltérő alakja.

Könnyű megmutatni, hogy miként lehet a 2.4.1 ábra kapcsolását átalakítani a 2.1.1 ábrán bemutatott kapcsolásba. A v_{cb} feszültségű kondenzátor helyére iktassunk be egy v_i feszültségű feszültséggenerátort és egy vele sorbakötött v_c feszültségű, C_s kapacitású kondenzátort (2.5.1 ábra). Az A és B pontok ekvipotenciálisak, egymással fémesen összeköthetők (szaggatott vonal). Vegyük észre, hogy a C_s kondenzátorból, L_i induktivitásból és Tl_i tirisztorból álló soros áramkör, külső generátort nem tartalmazó, rövidrezárt áramkört alkot a Tl_i tirisztor vezetése alatt. Hasonló átalakítást végezve a negatív alinverterben, egyszerű topológiai átrajzolás után juthatunk a 2.5.2 ábrához. Ebben az áramkörben a Tl_i , Tl_i tirisztoroknak és az L_i fojtótekercseknek a szerepe kizárólagosan az, hogy a C_s kondenzátorok feszültségét átfordítsák. Ez a feladat azonban sokkal egyszerűbben oldható meg, ha a 2.5.2 ábrában az a-b és

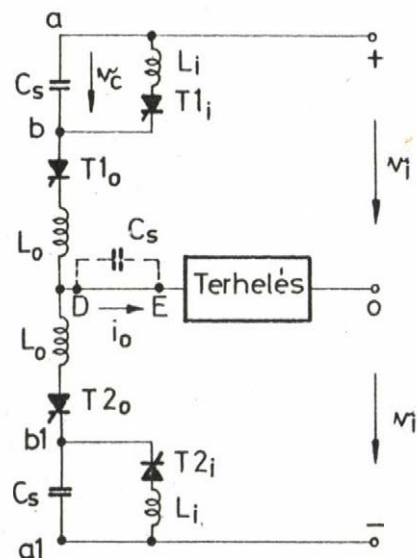


2.5.1 ábra

A 2.4.1 ábrái pozitív alinverter egyenértékű átalakítása (első lépés)

al-bl pontokat rövidrezárjuk, vagyis a két C_s kondenzátort, a két L_i fojtótekercset és a $T1_i$, $T2_i$ tirisztorokat kihagyjuk és ezek helyett mindössze egy C_s kondenzátort iktatunk a D-E pontok közé (szaggatott vonallal rajzolt kondenzátor). Az utóbbi kondenzátoron egyenáramu komponenst nem tartalmazó váltakozó áram folyik át. A pozitív alinverter árama által okozott pozitív irányú kondenzátor feszültség lengést a negatív alinverter árama által létesített negatív irányú kondenzátor feszültség lengés egyensúlyozza ki és megfordítja.

Könnyű látni, hogy a vázolt átalakításokkal végülis a 2.1.1 ábrán bemutatott kapcsoláshoz jutottunk.



2.5.2 ábra

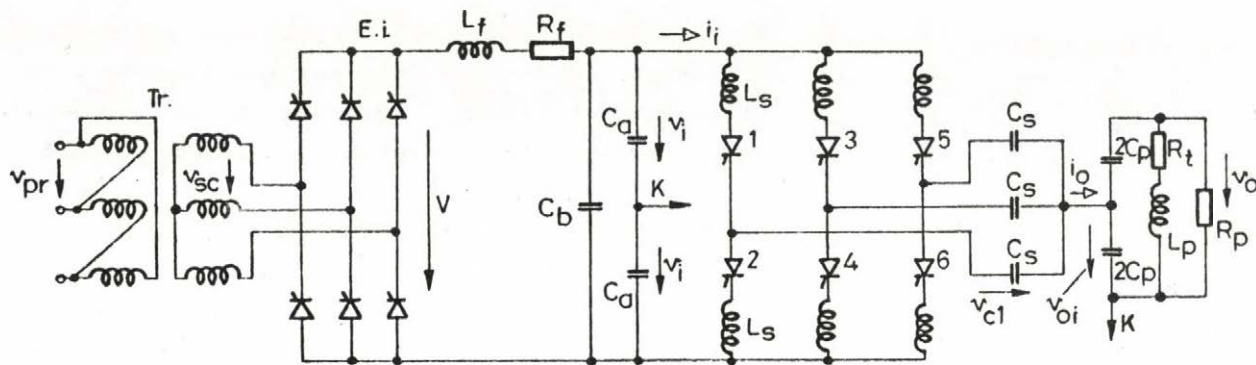
A 2.4.1 ábrái inverter egyenértékű átalakítása (második lépés)

2.6 30 kW-os inverter főbb adatai

A későbbiekben kidolgozandó számpéldáink, ill. közölt mérési eredményeink mind, a részben a jelen értekezésben leírt elvek alapján megépített, 30 kW-os, középfrekvenciás inverterre vonatkoznak. Az inverter olvasztási célra készült. E pontban az inverter legfontosabb adatait tételenként felsoroljuk. A tájékoztatáson kívül az összeállítás célja, hogy a későbbi elszórtan található számpéldák során e ponthoz lehessen adatokért fordulni.

Az inverter erősáramu elvi kapcsolási vázlata a 2.6.1 ábrán látható. Eddig csak a $2V_i$ feszültségtől jobbra eső részről volt szó (ld. 2.3.3 ábrát), de ott a terhelő kör kapcsolása némiképp eltért a mostanitól. A tényleges kivitelben a terhelő körben alkalmazott kondenzátoros feszültségosztás

szerepéről a 4. Fejezetben lesz részletesebben szó. L_f , R_f , C_a és C_b a szűrőkör elemei. E.i. a tirisztoros egyenirányító, Tr. a hálózati transzformátor. Hálózati transzformátor Tr: $V_{pr}=380 \text{ V}_{eff}$; $V_{sc}=270 \text{ V}_{eff}$, névleges teljesítmény: 50 kVA, rövidzárási feszültség: 2.86 %, primer/szekunder tekercs ellenállás: 11.05 mΩ / 8.93 mΩ. Szűrőkör: $L_f=13 \text{ mH}$, $R_f=13.6 \text{ mΩ}$, $C_a=410 \text{ μF}$, $C_b=189 \text{ μF}$, egyenirányító felőli eredő kapacitás: $C_3=C_b+0.5 C_a=394 \text{ μF}$, szűrőkör saját körfrekvenciája: $\omega_f=1/\sqrt{L_f C_3}=442 \text{ rad/sec}$.



2.6.1 ábra

A teljes inverter elvi kapcsolási vázlata

Alinverter: Tirisztor: Hálózati frekvenciás T150 típusu szovjet, vízhűtéses 1000 V, 150 A, szabaddáválási idő min. $70\mu\text{sec}$, $(di/dt)_{\min} = 10\text{A}/\mu\text{s}$, $(dv/dt)_{\min} = 20\text{V}/\mu\text{s}$, alinverterenként 1 db. Soros fojtótekercs: $L_s = 41.7\mu\text{H}$, $R_s = 1.9\text{m}\Omega$, az áramvezetés kezdetén a telítődő része $\int vdt = 2 \cdot 10^{-3}\text{Vsec}$ nagyságú feszültség-idő területet képes magára venni, olaj + víz hűtés. $C_s = 48\mu\text{F}$, 222kVar, vízhűtés, $\omega_s = 1/\sqrt{L_s C_s} = 22.4 \cdot 10^3\text{ rad/sec}$. $\omega_s C_s = 1.07\Omega^{-1}$

Terhelőkör: $C_p = 210\mu\text{F}$, $L_{pm} = 11.3\mu\text{H}$ terheletlen inverteren mérve, kondenzátor és tekercs egyaránt vízhűtéses. $R_t = 1\text{m}\Omega$. Olvasztás folyamán L_p értéke a frekvenciaváltozásból számíthatóan kb. 50 %-kal csökken. A későbbi számításaink gyakran az $\omega_s = \omega_p = 1/\sqrt{C_p L_p} = 22.4 \cdot 10^3\text{ rad/sec}$ -re vonatkoznak ($f_s = 3.56\text{ kHz}$) és ebből $L_p = 9.52\mu\text{H}$ adódik. A terhelés csillapítási tényezője a 3. Fejezetben felírt (3.3.4) képlet szerint üresjárásban ($P_o = 10\text{ kW}$):

$\xi_{püj} = (C_s/C_p)(P_o r.e.) = (48/210)(10^4/13.39 \cdot 10^4) = 0.017$, névleges terhelésen ($P_o = 30\text{ kW}$): $\xi_{pn} = 0.051$.

[A 133.9 kW a teljesítmény relatív egysége, amikor a teljes kimenő feszültség amplitudót, V_{om} -et választjuk feszültség relatív egységnek (ld. a 3.1 pont végét)]. ξ_p értéke az olvasztás kezdetén kb. 0.1, az első öt perc alatt 0.05 körüli értékre csökken és az olvasztás végéig (40~60 percig) közel ezen az értéken marad.

A fentiekben megadott ellenállás értékek mind egyenáramu ellenállások.

A legfontosabb névleges inverter adatokat a 2.6.1 táblázatban foglaltuk össze.

2.6.1 táblázat

Tápfeszültség +10 %, -15 %	3x380 V vagy 3x220 V
Bemenő teljesítmény max.	50 Hz vagy 60 Hz
Középfrekvenciás feszültség	50 kVA
V_o	250 V (effektív érték)
Középfrekvencia	4000 Hz
Középfrekvenciás teljesítmény	30 kW
Fajlagos energia igény	1 kWh/kg
Olvasztandó acélbetét	25 kg
Hűtővizigény	35 lit/perc

2.6.2 táblázat

Bemenő egyenáram átlagértéke	$I_{iave} = 118A$
Bemenő feszültség	$2 V_i = 292 V$
Teljes kimenő feszültség	$V_o = 250 V_{eff}$
Fél kimenő feszültség	$V_{oi} = 112 V_{eff}$
Kimenő teljesítmény	$P_o = 30.3 kW$
Középfrekvencia	$f = 3.56 kHz$
Kondenzátor (C_s) fesz.amplitudó	$V_{cm} = 360 V$
Gyújtásszög	$\alpha = 28^\circ$
Maximális tirisztor feszültség	$V_{Tm+} = 685 V$

A 2.6.2 táblázatban névleges beállításban, műterheléssel, a Peruba szállított második inverteren mért néhány fontosabb villamos, statikus adatot foglaltuk össze.

3. AZ INVERTER KÖZELITŐ ANALIZISE

Az alábbiakban a 2. Fejezetben a 2.3.3 ábrán bemutatott inverter kapcsolás közelítő matematikai vizsgálatát végezzük el állandósult állapotra. A 2.1 pontban a b., d., f. és g. alatt felsorolt egyszerűsítő feltételezések mellett tekintsük érvényeseknek még a következőket:

- a. A tirisztorok szabaddáválási ideje zérus.
- b. Az alinverter párok száma $n=3$.
- c. Az invertert teljes váltakozó gyújtási rendben vezéreljük, $N=n$.
- d. Az α gyújtásszög ugyanaz a pozitív és a negatív alinverterekben.
- e. Az inverter önvezérléses üzemmódban dolgozik. Az összefüggéseinket úgy írjuk fel, mintha a v_o kimenő feszültség frekvenciája mindig a terhelést képező párhuzamos rezgőkör $f_p = (1/2\pi) 1/\sqrt{L_p C_p}$ sajátfrekvenciájával egyeznék meg, de gondolatban ettől a megszorítástól eltekinthetünk.
- f. A gyújtásszög változtatással a v_o kimenő feszültség frekvenciája változatlan marad.
- g. Egy alinverterben csak egy tirisztor van.

Az itt felsorolt a. alatti feltételezés miatt eredményül olyan üzemállapotok is kiadódnak, amelyekben t_{off} zérus, vagy zérushoz közeli érték. Az ilyen üzemállapotok a gyakorlatban nem valósíthatók meg, de mivel minden üzemállapothoz megadjuk a hozzá tartozó t_{off} értéket is, könnyen kijelölhető a mindenkor kimenő frekvenciához és alkalmazott tirisztor tipushoz tartozó, realizálható üzemállapotok tartománya.

Noha a b. és c. szerint egyszerűség kedvéért a $N=n=3$ esetet tartjuk majd szem előtt, mégis eredményeink tetszőleges $N=n$ esetre alkalmazhatók lesznek, ha egyébként a vezérlés szimmetrikus, teljes váltakozó gyújtási rendben történik.

Az e. és f. alatti feltételezés csak közelítőleg teljesül. Az erre vonatkozó vizsgálatot a későbbiek során fogjuk elvégezni (ld. 5. és 7. Fejezetet). Tájékoztatásul szolgáljon az alábbi adat: egy névleges terheléssel dolgozó inverter esetében a gyújtásszöget zérusról $\alpha = +30^\circ$ -ra növelve a v_o feszültség frekvenciája kb. 2 %-kal csökken.

Végül a 2.1 pontban az a. alatti feltételezés gyakorlati szempontból jó közelítés, mivel a v_i feszültség egy szűrőkör kimenő jele. A szűrőkör a belőle kivett nagyfrekvenciás áramimpulzusok hatására a kimenő feszültségét kis mértékben változtatja. A névlegesen leterhelt inverter kb. 4 kHz-es áramimpulzusai mérés szerint kb. ± 16 %-os 4 kHz-es változást létesítenek a v_i feszültségben.

3.1 Vizsgálati módszer

Az inverter a vezető tirisztorok száma szempontjából háromféle vezetési állapotban dolgozhat és eszerint különböztessünk meg három vezetési állapotot:

"0" vezetési állapot: A vezető tirisztorok száma zérus. Jele indexben: n.

"1" vezetési állapot: Az egyidejűleg vezető tirisztorszám egy. Jele indexben: 1, vagy c.

"2" vezetési állapot: Az egyidejűleg vezető tirisztorok száma kettő. Jele indexben: 2.

Ha a tirisztorok vezetési szöge (a v_o feszültség egy periódusát 2π -nek véve) $\alpha_e \leq \pi$, akkor a "0" és "1" vezetési állapot, míg ha $\alpha_e > \pi$, akkor az "1" és "2" vezetési állapotok váltakoznak. Ha a tirisztorok gyújtási frekvenciája nagyobb, mint a terhelés sajátfrekvenciája és a tirisztorok vezetési szöge hosszú, akkor elképzelhető, hogy egyidejűleg három tirisztor is vezet. Ez azonban nem gyakorlati eset, s ezért a későbbi vizsgálatainkból kirekesztjük.

A közelítő vizsgálatunkban a v_i tápláló egyenfeszültséget simának, a v_o feszültséget pedig állandó amplitudójú szinuszos feszültségnek tételeztük fel. Az első feltétel miatt a szűrőkör, a második miatt a terhelő kör energiatárolóit, időállandóit lehet figyelmen kívül hagyni. De a v_i - és v_o -ra tett egyszerűsítő feltételezések még azt is jelentik, hogy az alinverterek a saját mennyiségeiknek az időbeni változása szempontjából egymástól függetlenül vizsgálhatók még a "2" vezetési állapotban is, továbbá azt, hogy a vizsgálandó áramkör (egy alinverter) mindössze két energiatárolót tartalmaz csak, nevezetesen az L_s induktivitást és a C_s kapacitást.

Az állandósult állapot kikeresésénél előre felvesszük a v_o szinuszos kimenő feszültség amplitudóját (és frekvenciáját), a P_o átlagos kimenő teljesítményt és az α gyújtásszöget. Azért írjuk elő éppen ezeket a mennyiségeket, mert a megvalósított inverteren ezeket tudjuk egymástól függetlenül beállítani (ld. az 5. és 6. Fejezeteket).

Az előre felvett értékhármashoz tartozó állandósult állapot akkor tekinthető ismertnek, ha megállapítjuk a v_i bemenő feszültséget és a V_{cm} kezdeti kondenzátor feszültséget. E két mennyiség α -val és v_o -val együtt ugyanis már egyértelműen előírja az $i_o(t)$ kimenő áram időfüggvényét. v_i és V_{cm} meghatározásához szükséges két egyenlet a következő módon írható fel:

Valamelyik alinverter egyik kimenő áramimpulzusa által a terhelésbe szállított teljesítménynek egy v_o feszültség félperiódusra vett átlagértéke egyenlő a terhelésben elvesző teljesítmény átlagértékével:

$$P_o = \frac{1}{\pi} \int_0^{\alpha_e} v_o(\omega_p t) i_o(\omega_p t) d\omega_p t = \frac{1}{\pi} \int_0^{\pi} \frac{V_{om}^2}{R_p} \sin^2(\omega_p t) d\omega_p t = \frac{V_{om}^2}{2R_p} \quad (3.1.1)$$

ahol

$$\omega_p = 1/\sqrt{L_p C_p} \quad (3.1.2)$$

a párhuzamos rezgőkör sajátkörfrekvenciája, α_e a tirisztor vezetési szöge. Másrészt állandósult állapotban pozitív i_o áramimpulzus hatására a v_c kondenzátor feszültség $-V_{cm}$ értékről indul és az áramkialvás időpontjára $+V_{cm}$ feszültségre töltődik fel (2.3.1 a ábra):

$$2V_{cm} = \frac{1}{\omega_p C_s} \int_0^{\alpha_e} i_o d\omega_p t \quad (3.1.3)$$

v_i és V_{cm} mind a két összefüggésben szerepel, mivel a kimenő áram $i_o = i_o(t, v_o, v_i, V_{cm}, \alpha_e)$ [ld. a (3.3.13) egyenletet]. Látszik azonban, hogy a v_i és V_{cm} mennyiségeken kívül az ismeretlen α_e áramvezetési szög is bekerül a (3.1.1) és (3.1.3) összefüggésbe, amelyek integrálás után transzcendens egyenletekké válnak. A harmadik ismeretlennek, α_e -nek a meghatározásához szükséges harmadik egyenletet α_e definíciójából kaphatjuk meg: az i_o áram a $t = \alpha_e / \omega_p$ időpontban alszik ki, vagyis

$$i_o(\alpha_e) = 0 \quad (3.1.4)$$

ami szintén transzcendens egyenlet.

A három transzcendens egyenlet előírt értékhármashoz tartozó megoldása, vagyis egy-egy munkapont kiszámítása általában csak iterációs módszerrel lehetséges. Célszerű a számítás egyszerűsítése, annál is inkább, mert, mint a későbbiekben tárgyalandó többféle inverter üzemállapot sejtetni engedi majd, a számítás egyébként is néhány buktatót tartalmaz.

Mód van a számítás egyszerűsítésére, ha kihasználjuk a 2.5 pontban a 2.1.1 ábra és a 2.4.1 ábra kapcsolásainak analógiájára vonatkozóan tett megállapításokat. Egyrészt ugyanis pl. a Tl_o tirisztor vezetési időszakában (2.4.1 ábra) a kimenő körre felírt egyenletek megegyeznek a Tl tirisztor vezetési időszakában (2.1.1 ábra) a soros rezgőkörre felírható egyenlettel, és így érvényben maradnak a (3.1.1), (3.1.3) és (3.1.4) összefüggések is. Következésképpen, ha előírjuk α , v_o és P_o értékét, akkor ezekhez a 2.4.1 ábra kimenő körében is ugyanaz az áram, vagyis ugyanazok a v_i , V_{cm} és α_e mennyiségek tartoznak, mint a 2.1.1 ábra kapcsolásában. Másrészt igen egyszerű összefüggések írhatók fel a 2.4.1 ábra kapcsolásában a bemenő körre, mivel itt szinusz alakú áramimpulzus folyik. Így például az egyenáramu tápforrásból felvett teljesítmény átlagértéke egyszerűen számítható.

Állandósult állapotban veszteségmentes inverterre $P_o = P_i$. Ebből egy egyszerű kapcsolat adódik V_{cm} és v_i között, ami a (3.1.1) transzcendens egyenlet helyé-

be léphet, s így v_i , V_{cm} és α_e meghatározása leegyszerűsödik. Noha ez az egyszerűbb kifejezés (3.1.1)-ből is levezethető, de az egyszerűsítés lehetőségére éppen a 2.4.1 ábra kapcsolásának a vizsgálata vezetett.

Az elmondottak szerint célszerűbb v_i , V_{cm} és α_e meghatározását a 2.4.1 ábra kapcsolására elvégezni, mint a 2.1.1 ábrán láthatóra, s mi ezt az utat fogjuk követni.

A számítást relatív egységekben végezzük, az egyenleteket relatív egységekben írjuk fel, hacsak ennek ellenkezőjét kifejezetten nem állítjuk. A feszültség relatív egységének a kimenő feszültség csúcserőértékét, V_{om} -et, az áram relatív egységének $C_s \omega_s V_{om}$ -et választjuk, ahol

$$\omega_s = 1/\sqrt{L_s C_s} \quad (3.1.5)$$

a soros rezgőkör sajátkőrfrekvenciája ($L_s = L_i = L_o$). Az idő relatív egységének $1/\omega_p$ -t vesszük. Az energia, ill. a teljesítmény relatív egysége $C_s V_{om}^2$, ill. $C_s \omega_s V_{om}^2$. A relatív és nem relatív egységekben felírt mennyiségeket egyformán jelöljük.

Egy alinverter bemenő és kimenő köre egyidejűleg áramot nem vezet, ezért e két kör külön tárgyalható.

3.2 Bemenő kör

A bemenő tirisztor gyújtása után i_i szinuszos áramimpulzus folyik a bemenő körben (3.2.1 ábra). Az áram a kezdetben $-v_{cb} = v_i - V_{cm}$ feszültségre feltöltött kondenzátor feszültségét v_i körül átlengeti $-v_{cb} = v_i + V_{cm}$ nagyságúra. A kondenzátor feszültség és a bemenő áram egyenletei

$$-v_{cb} = v_i - V_{cm} \cos \Omega t \quad (3.2.1)$$

$$i_i = \frac{-dv_{cb}}{d\Omega t} = V_{cm} \sin \Omega t \quad (3.2.2)$$

ahol

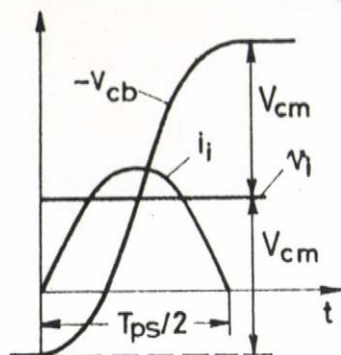
$$\Omega = \omega_s / \omega_p \quad (3.2.3)$$

A bemenő áramimpulzus által szállított energia

$$A_i = \Omega \int_0^{T_{ps}/2} v_i i_i dt = v_i Q_i = 2v_i V_{cm} \quad (3.2.4)$$

ahol Q_i a bemenő töltés. Az egyenáramú tápforrásból kivett átlagos bemenő teljesítmény

$$P_i = \frac{2}{T_p} \int_0^{T_{ps}/2} v_i i_i dt = \frac{2}{\pi} \frac{1}{\Omega} v_i V_{cm} \quad (3.2.5)$$



3.2.1 ábra

A 2.4.1 ábrai kapcsolás bemenő, soros rezgőkörének a jelalakjai pozitív alinverterre

lönbséget teszünk a kimenő soros rezgőkörön átfolyó i_{o1} és a terhelésen átfolyó eredő i_o áram között.) Az i_{o1} áram a szinuszos impulzus alaktól eltér, de annál jobban megközelíti azt, minél kisebb a V_{om} feszültség a $(V_{cm} + v_i)$ -hez képest.

A kimenő kör feszültség egyensúlya nem relatív egységekben

$$v_L = L_s \frac{di_{o1}}{dt} = v_i - v_c - v_o \quad (3.3.1)$$

Az i_{o1} áramimpulzus időbeli lefolyásáról ad minőségi képet a 3.3.1 ábra. A függőlegesen vonalkázott terület az L_s induktivitásra jutó pozitív, a vízszintesen vonalkázott terület pedig a negatív feszültség-idő területtel, vagy rövidebben feszültségterülettel arányos. A két feszültségterület egyenlő egymással, mivel az i_{o1} áram kezdeti és végértéke zérus:

$$\alpha_e \omega_p \int_0^p v_L dt = L_s \alpha_e \omega_p \int_0^p \frac{di_{o1}}{dt} dt = L_s [i_{o1}(\alpha_e \omega_p) - i_{o1}(0)] = 0 \quad (3.3.2)$$

(A 3.3.2 egyenletet nem relatív egységekben irtuk fel.) Látszik, hogy a rajzolt esetben az i_{o1} áram kezdeti meredeksége abszolút értékben jelentősen nagyobb, mint a kialvási meredekség abszolút értéke. i_{o1} áram a szélső értékét ott éri el, ahol a $(v_i - v_c)$ görbe bemetszi a v_o feszültség időfüggvényét.

Mielőtt meghatároznánk i_{o1} időfüggvényét, írjunk fel néhány olyan összefüggést a kimenő soros rezgőkörre, amelyhez i_{o1} ismerete nem szükséges.

A kimenő feszültség egy periódusa alatt a terhelésben disszipálódó energia

$$A_o = \frac{2R}{R_p} \int_0^{T_p/2} \sin^2 t dt = \frac{\pi R}{R_p} \quad (3.3.3)$$

A bemenő áram átlagértéke

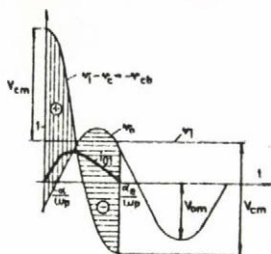
$$I_{i,ave} = \frac{1}{T_p} \int_0^{T_{ps}/2} i_i dt = \frac{v_{cm}}{\pi R} \quad (3.2.6)$$

Az egyenáramu tápfeszültségforrás által látott equivalentens egyenáramu ellenállás a $P_i = I_{i,ave}^2 R_e$ vagy $R_e = 2v_i / I_{i,ave}$ kifejezésekből

$$R_e = 2\pi R v_i / v_{cm} = (2v_i)^2 / P_i \quad (3.2.7)$$

3.3 Kimenő kör

A kimenő tirisztor gyújtása után a feltöltött C_s kondenzátor feszültség és a v_o kimenő feszültség együttes hatására egy i_{o1} áramimpulzus folyik a kimenő soros rezgőkörben. (Mostantól kezdve jelölésben is kü-



3.3.1 ábra

A 2.4.1 ábrai kapcsolás kimenő, soros rezgőkörének a jelalakjai pozitív alinverterre

A kimenő teljesítmény átlagértéke

$$P_o = \frac{1}{2R_p} = \frac{1}{\Omega} \frac{C_p}{C_s} \xi_p \quad (3.3.4)$$

ahol a terhelés csillapítási tényezője

$$\xi_p = \frac{\Omega}{2R_p} \frac{C_s}{C_p} = \frac{\Omega}{2R_p} \frac{L_p}{L_s} \quad (3.3.5)$$

Az utolsó három egyenletben R_p relatív egységben értendő. (Az impedancia egysége $1/\omega_s C_s$.)

A $P_o = P_i$ és az $A_o = 2A_i$ egyenlőségeknek teljesülniök kell állandósult állapotban. Akármelyik egyenlőségéből

$$v_{cm} = \frac{\pi}{2v_i} \frac{C_p}{C_s} \xi_p = \frac{\pi}{2} \Omega \frac{P_o}{v_i} \quad (3.3.6)$$

egyszerű összefüggés adódik a két ismeretlen, v_i és v_{cm} között. A (3.2.7) alatti egyenáramu ellenállás pedig átírható még v_{cm} kiküszöbölésével

$$R_e = 2R_p (2v_i)^2 = \frac{\Omega}{\xi_p} \frac{C_s}{C_p} (2v_i)^2 \quad (3.3.7)$$

alakba is.

Térjünk át az i_{ol} kimenő áram meghatározására. A (3.3.1) egyenlet relatív egységben

$$\frac{1}{\Omega} \frac{di_{ol}}{dt} + \Omega \int i_{ol} dt = -v_o \quad (3.3.8)$$

Az utolsó egyenlet Laplace transzformáltja

$$I_{ol} = L[i_{ol}] = - \frac{(s/\Omega)v_o + v_{cb}(0)/\Omega}{1+(s/\Omega)^2} \quad (3.3.9)$$

ahol $v_{cb}(0) = -(v_i + v_{cm})$ a C_s kondenzátor kezdeti feszültsége a pozitív alinverter kimenő tirisztorának a gyújtási időpontjában, amit $t=0$ időpontnak tekintünk. Tegyük fel, hogy

$$v_o = \sin(t+\alpha) \quad (3.3.10)$$

aminek a Laplace transzformáltja

$$v_o = \frac{s \sin \alpha + \cos \alpha}{1 + s^2} \quad (3.3.11)$$

és

$$I_{ol} = - \frac{s}{\Omega} \frac{\cos \alpha + s \sin \alpha}{(1+s^2) [1+(s/\Omega)^2]} - \frac{v_{cb}(0)/\Omega}{1+(s/\Omega)^2} \quad (3.3.12)$$

A pozitív alinverter kimenő áramimpulzusának az inverz Laplace transzformáltja ($\Omega \neq 1$)

$$i_{ol}(t) = -D_1 \cos(t+\alpha) + D_1 [\cos\alpha \cos \Omega t - \Omega \sin\alpha \sin \Omega t] - v_{cb}(0) \sin \Omega t \quad (3.3.13)$$

ahol

$$D_1 = \Omega / (\Omega^2 - 1) \quad (3.3.14)$$

A jobb oldali első kifejezés a v_o jel által állandósult állapotban létesített áramösszetevő. A jobb oldali szögletes zárójelbe tett második kifejezés a bekapcsolási jelenség miatt fellépő tranziens tag, ez biztosítja a $t=0$ időpontban $i_{ol}=0$ értékét. Az utolsó tag a C_s kondenzátor kezdeti töltése által gerjesztett áramkomponens. Az utolsó két tag a soros rezgőkör ellenállásának az elhanyagolása miatt nem csillapodik.

Ha $\Omega = 1$, a kimenő áram kifejezése (3.3.12)-ből

$$i_{ol}(t) = -0.5 [\sin\alpha \sin t + t \sin(t+\alpha)] - v_{cb}(0) \sin t \quad (3.3.15)$$

A (3.3.13) és (3.3.15) egyenletek érvényességi tartománya $0 \leq t \leq \alpha_e$.

A negatív alinverter kimenő áramának a kifejezése a pozitívénak (-1) -gyel szorzott értéke, feltéve, hogy a koordináta tengely kezdőpontját a negatív alinverter kimenő tirisztorának a gyújtási időpontjával vesszük egybeesőnek.

Mint a 3.1 pontban már kifejtettük, a feladat az, hogy adott α , v_o és P_o értékháromhoz meghatározzuk a v_i , V_{cm} és α_e értékháromast. v_i , ill. V_{cm} ismeretében V_{cm} , ill. v_i a (3.3.6) összefüggésből azonnal meghatározható.

Először egy "közvetlen" számítási módszert írunk le, amelyben a matematikai számításban is a felvett α , v_o és P_o értékháromból indulunk ki. A számítást úgy szervezzük meg, hogy először v_i -t határozzuk meg.

A szükséges két egyenlet közül az egyiket a (3.1.3) összefüggéssel kapcsolatban leírtak szerint írjuk fel. Állandósult állapotban a pozitív alinverter kimenő körében folyó i_{ol} áramimpulzus a C_s kondenzátor feszültségét $2V_{cm}$ értékkel változtatja meg:

$$2V_{cm} = \Omega \int_0^{\alpha_e} i_{ol}(t) dt \quad (3.3.16)$$

Megjegyezzük, hogy ugyanerre a kifejezésre jutunk, ha a C_s kondenzátorba bemenő Q_i és elmenő Q_o töltések egyensúlyát írjuk elő [ld. (3.2.4) egyenletet]

$$Q_i = Q_o = \Omega \int_0^{\alpha_e} i_{ol}(t) dt = 2V_{cm} \quad (3.3.17)$$

Ugyancsak az i_{ol} áramintegrált kell kiszámítani az átlagos kimenő áram kiszámításához [ld. (3.2.6) képletet]

$$I_{ol,ave} = \frac{1}{\pi} \int_0^{\alpha_e} i_{ol}(t) dt = \frac{2V_{cm}}{\pi \Omega} = 2I_{i,ave} \quad (3.3.18)$$

Az i_{ol} áramintegrált kiszámítva a

$$v_i^2 + F(\alpha_e)v_i - G(\alpha_e) = 0 \quad (3.3.19)$$

transzcendens összefüggésre jutunk, ahol $\Omega \neq 1$ -re

$$F = \frac{D_1}{1 - \cos \Omega \alpha_e} [\cos \alpha \sin \Omega \alpha_e + \Omega \sin \alpha \cos \Omega \alpha_e - \Omega \sin(\alpha_e + \alpha)] \quad (3.3.20)$$

$$G = \frac{\pi}{2} \Omega P_o \frac{1 + \cos \Omega \alpha_e}{1 - \cos \Omega \alpha_e} \quad (3.3.21)$$

és $\Omega = 1$ -re

$$F = \frac{\alpha_e \cos(\alpha + \alpha_e) - \cos \alpha \sin \alpha_e}{2(1 - \cos \alpha_e)} \quad (3.3.22)$$

$$G = \frac{\pi}{2} P_o \frac{1 + \cos \alpha_e}{1 - \cos \alpha_e} \quad (3.3.23)$$

A szükséges második egyenlet a (3.1.4) kifejezés alapján írható fel.

Az $i_{ol}(\alpha_e) = 0$ összefüggést a (3.3.13) és a (3.3.15) egyenletekre alkalmazva jutunk a

$$v_i^2 + M(\alpha_e)v_i + \frac{\pi}{2} \Omega P_o = 0 \quad (3.3.24)$$

transzcendens egyenletre, ahol $\Omega \neq 1$ -re

$$M = \frac{D_1}{\sin \Omega \alpha_e} [\cos \alpha \cos \Omega \alpha_e - \Omega \sin \alpha \sin \Omega \alpha_e - \cos(\alpha_e + \alpha)] \quad (3.3.25)$$

és $\Omega = 1$ -re

$$-M = \frac{1}{2} \sin \alpha + \frac{\alpha_e \sin(\alpha + \alpha_e)}{2 \sin \alpha_e} \quad (3.3.26)$$

(3.3.24)-nek $\alpha = 0^\circ$ esetre nem kell feltétlenül teljesülnie, mivel ilyenkor elégséges lehet $\sin \alpha_e = 0$ fennállása is (ld. 3.5 pontot).

A v_i és α_e ismeretlenek α , v_o , P_o és Ω ismeretében (3.3.19) és (3.3.24) összefüggésekből meghatározhatók. A két utóbbi egyenlet végtelen sok megoldása közül a minket érdeklőt a számítás megfelelő megszervezésével kell kiválasztani. v_i ismeretében V_{cm} -et a (3.3.6) kifejezés adja.

A következőkben röviden szólunk V_{cm} , és α_e meghatározására szolgáló ún. közvetett módszerről. A megoldást két lépésben keressük meg. Az első lépésben v_o , α és α_e értékhármast vesszük fel. α és α_e felvétele miatt a transzcendens egyenletek egyszerű algebrai egyenletekre redukálódnak, amelyekből v_i és V_{cm} és ezekkel (3.3.6)-ból P_o közvetlenül kiszámítható. Minthogy eredetileg a v_o , α , P_o értékhármast kötöttük ki, a második lépésben egy iterációs hurkot kell kiépíteni az eredetileg felvett P_o értékhez tartozó α_e érték kikeresésére. Ebben a Fejezetben a későbbiekben leírt eredményeink többségét ezzel a módszerrel számítottuk ki. A módszer részleteit a 3.0 Függelék tartalmazza.

Noha az eddigiekben a 2.4.1 ábra kapcsolását tartottuk szem előtt, eredményeink értelemszerűen érvényben maradnak a ténylegesen vizsgálni kívánt 2.3.3 ábra kapcsolására is. A későbbiekben vissza is térünk a 2.3.3 ábra kapcsolásához és valamennyi megfontolást, megállapítást már kizárólag erre a kapcsolásra végezzük el.

Megadjuk még a di_{o1}/dt deriváltat, amelynek $(1/\Omega)$ -szorosa az L_s -en fellépő v_L feszültséggel egyenlő. Ha $\Omega \neq 1$

$$v_L = \frac{1}{\Omega} \frac{di_{o1}}{dt} = \frac{D_1}{\Omega} \sin(t+\alpha) - D_1 [\cos \alpha \sin \Omega t + \Omega \sin \alpha \cos \Omega t] - v_{cb}(0) \cos \Omega t \quad (3.3.27)$$

és ha $\Omega = 1$

$$v_L = -0.5 [\sin \alpha \cos t + \sin(t+\alpha) + t \cos(t+\alpha)] - v_{cb}(0) \cos t \quad (3.3.28)$$

A v_c kondenzátor feszültség pedig

$$v_{cb} = v_c - v_i = \Omega \int_0^t i_{o1} dt + v_{cb}(0) \quad (3.3.29)$$

összefüggésből, ha $\Omega \neq 1$

$$v_c = -D_1 \Omega \sin(t+\alpha) + D_1 [\cos \alpha \sin \Omega t + \Omega \sin \alpha \cos \Omega t] + v_{cb}(0) \cos \Omega t + v_i \quad (3.3.30)$$

és ha $\Omega = 1$

$$v_c = -0.5 [\sin(t+\alpha) - \sin \alpha \cos t - t \cos(t+\alpha)] + v_{cb}(0) \cos t + v_i \quad (3.3.31)$$

A terhelésbe folyó áram általában $i_o = \sum_{n=1}^6 i_{on}$. (n az alinverterek száma.) Mivel azonban egyidejűleg legfeljebb két tirisztor vezet i_o kifejezése viszonylag egyszerű.

A "0" - "1"-es állapotban $\alpha_e \leq \pi$. Ilyenkor a terhelésbe folyó áram

$$i_o(t) = i_{o1}(t) \quad (3.3.32)$$

Az "1" - "2"-es állapotban $\alpha_e > \pi$. A kimenő áram a $0 \leq t \leq \alpha_e - \pi$ tartományban

$$i_o(t) = i_{o6}(t + \pi) + i_{o1}(t) = -i_{o1}(t + \pi) + i_{o1}(t) \quad (3.3.33)$$

míg az $(\alpha_e - \pi) \leq t \leq \alpha_e$ tartományban már csak egy tirisztor vezet, s így a (3.3.32) szerint kell számolni. Itt i_{o6} a 6-os tirisztor árama (ld. 2.3.3 ábrát). Ha a "2" vezetési állapot nem lép fel, a kimenő áram középértéke a befolyó egyenáram átlagértékének a kétszerese [ld. (3.3.18)-at]. $I_{oközép} = I_{o1,ave} = 2I_{i,ave}$. Ha azonban két tirisztor is vezet egyidejűleg $2I_{i,ave}$ -hez képest $I_{oközép}$ lecsökken.

3.4 Inverter üzemmódok

Az inverter különféle viselkedésének a megjelölésére célszerű a működési tartományt felosztani. Egyes tartományokon belül az inverter - bizonyos szempontból - hasonló módon viselkedik, jellegzetes üzemmódban dolgozik. Az üzemmódok meghatározására önkényesen, de célszerűen a C_s kondenzátor feszültség V_{cm} amplitudóját választjuk. V_{cm} nagyságától függ ugyanis, mint láttuk, az inverter egyik legfontosabb paramétere, a tirisztorok szabaddáválási ideje.

Pozitív alinverter esetén a tirisztor feszültség

$$v_T = v_i - v_c - v_o \quad (3.4.1)$$

A pozitív alinverter T1 tirisztorának a vezetése után ($t > \alpha_e$) a tirisztoron fellépő, záró irányú, negatív feszültséget szemlélteti a 3.4.1 a ábrában a függőlegesen vonalkázott rész. A C_s kondenzátor feszültség nagy amplitudóval leng, V_{cm} nagy érték. A tirisztor vezetése után a tirisztor záróirányú feszültsége minimális értéket vesz fel először a kimenő feszültség negatív félperiódusának a közepén ($V_{om}=1$)

$$v_{Tmin} = v_i - V_{cm} + 1 \quad (3.4.2)$$

Látszik, hogy csak a kondenzátor feszültség miatt léphet fel a tirisztoron záró irányú feszültség, v_i és a negatív félperiódusban v_o is önmagában átvezető irányú feszültséget eredményezne a tirisztoron.

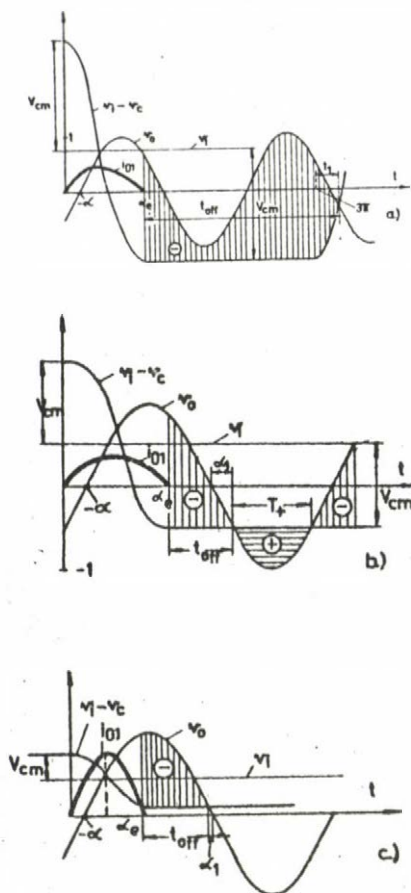
V_{cm} nagyságától függően különböztessünk meg háromféle üzemmódot:

$$1. \text{ üzemmód: } V_{cm} \geq v_i + 1 \quad (3.4.3)$$

$$2. \text{ üzemmód: } v_i + 1 > V_{cm} \geq v_i \quad (3.4.4)$$

$$3. \text{ üzemmód: } V_{cm} < v_i \quad (3.4.5)$$

Az 1. üzemmód jellegzetes időfüggvényeit mutatja be a 3.4.1 a ábra. A tirisztor szabaddáválási ideje a v_o feszültség periódus idejének a nagyságrendjében van.



3.4.1 ábra

Pozitív alinverter jelalakjai.

1.üzemmód (a ábra). 2.üzemmód (b ábra). 3. üzemmód (c ábra).

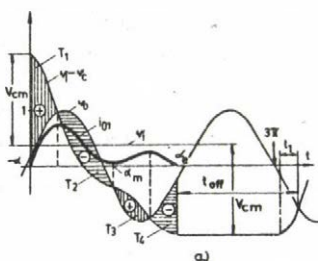
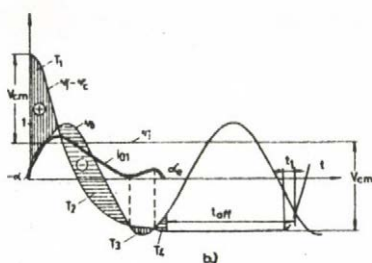
lekerülünk a 2. üzemmódba, vagyis a rövid szabaddáválási idő tartományba.

A 3. üzemmód csak kis kimenő teljesítmények mellett lép fel. A $v_i - v_c$ eltolt kondenzátor feszültség a v_o görbét pozitív ordináta értékeknél metszi be (3.4.1 c ábra).

Előfordulhat olyan eset is, amelyikben az i_{ol} soros rezgőköri áram egy helyett három szélső értéket vesz fel, mégpedig két maximumot és egy minimumot (3.4.2 ábra). A szélsőértékek helyén a $v_i - v_c$ eltolt kondenzátor feszültség metszi a v_o kimenő feszültség görbét. Mint tudjuk, a vonalkázott területek ordináta irányu metszékei az L_s induktivitásra eső v_L feszültséggel arányosak. Minthogy $i_{ol}(0) = i_{ol}(\alpha_e) = 0$, a pozitív területek összege szükségképpen egyenlő a negatív területekével: $T_1 + T_3 = T_2 + T_4$.

A 2. üzemmódban az áramvezetés után a $(v_i - v_c)$ görbe bemetszi a v_o feszültség időfüggvényét az utóbbi áramvezetést követő első negatív félperiódusában (3.4.1 b ábra). A v_o feszültség T_+ -szal jelölt részében a tirisztorra átvezető irányu feszültség jut, a szabaddáválási idő kicsiny. Az 1. és 2. üzemmód határán a $(v_i - v_c)$ eltolt kondenzátor feszültség éppen érinti a v_o feszültséget az utóbbi negatív csúcserértékénél. Miközben V_{cm} csökkenése következtében az 1. üzemmódból átkerülünk a 2. üzemmódba, a szabaddáválási idő ugrásszerűen lecsökken.

A kondenzátor feszültséglengést az i_{ol} áram hozza létre. Minél nagyobb i_{ol} átlagértéke, annál nagyobb a V_{cm} amplitudó is. Adott v_o kimenő feszültség esetén i_{ol} átlagértékének az emelkedését vagy a kimenő teljesítmény (R_p csökken), vagy $\Omega \approx 1$ esetén a gyűjtásszög abszolút értékének a növekedése, vagy a kettő együttesen eredményezi. Hosszu szabaddáválási időhöz ($t_{off} \approx 2\pi$) $V_{cm} \approx v_i + 1$ kondenzátor feszültségre van szükség, amit akár nagy P_o kimenő teljesítménnyel, akár nagy $|\omega|$ gyűjtásszöggel biztosíthatunk. Kis terhelésnél és gyűjtásszögnél azonban könnyen be-



3.4.2 ábra

Pozitív alinverter jelalakja az i_{O1} áram háromszoros szélső értéke esetén. 1. üzemmód (a ábra).

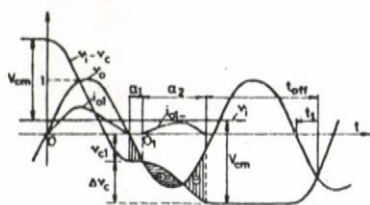
2. üzemmód (b ábra).

tirisztor egy második, i_{O1} -áramimpulzust vezet a v_O feszültség negatív félperiódusának egy részében. Az i_{O1} -áram révén egyrészt energia táplálódik vissza a terhelésből a soros kondenzátorba, másrészt megnő a C_s kondenzátor feszültség negatív irányban Δv_C -vel. Ugyanezt a nagyságu kapacitív feszültség növekedést el lehet érni állandó v_O és P_O mellett az első, i_{O1} áramimpulzus gyújtásszögének alkalmasan megválasztott nagyságu pozitív, vagy negatív irányu eltolásával. A szükséges kondenzátor feszültség növekedést az i_{O1} áram ily módon előálló reaktív komponense biztosítja. Ezzel a gondolatmenettel belátható, hogy minden terhelési állapothoz található egy pozitív, vagy egy negatív (esetleg mind a két irányban egy-egy) gyújtásszög, amelytől kezdve i_{O1} reaktív áramkomponense már elegendően nagy kondenzátor feszültséglengést létesít ahhoz, hogy az inverter az 1. üzemmódban dolgozzék.

Egészítsük ki az állapotjelzőt egy harmadik számjeggyel, amely legyen 0, ha a tirisztor nem vezet i_{O1} -áramimpulzust, és 1, ha vezet.

A háromszoros szélsőérték az i_{O1} áramban akár az 1. üzemmódban (3.4.2 a ábra), akár a 2. üzemmódban (3.4.2 b ábra) előfordulhat. Az üzemmód szétválasztásnak ebben az esetben elsősorban akkor van jelentősége, ha az alinverter párok száma háromnál nagyobb, vagy ha $N > 3$. Az üzemmódot jelölő szám után írjunk egy másik számjegyet is, amely utóbbi az i_{O1} áram szélsőértékeinek a számát adja. Nevezzük ezt a két számjegyből álló számot állapotjelzőnek. (Az állapotjelzőt a későbbiek során alkalomszerűen egy harmadik számjeggyel is kiegészítjük majd.)

Ha egy pillanatra elejtjük a 3. Fejezet a. paragrafusában tett feltételezést, akkor előállhat az az eset, hogy a tirisztor a kis szabaddáválási idő miatt, gyújtóimpulzus nélkül ujragyújt (3.4.3 ábra). Ez a hibás gyújtás, eltérően az 1. Fejezetben ismertett szokásos középfrekvenciás inverter kapcsolásoktól, itt nem vezet egyenáramu oldali zárlatra, ami a kapcsolásunk egyik nagy előnye. A $v_1 - v_C = v_O$ időpontban újra gyújtó



3.4.3 ábra

A tirisztor ujragyújt és egy második i_{ol} -áramimpulzust vezet

A fentiek szerint az \tilde{A} állapotjelző számjegyeinek a jelentése:

$\tilde{A} = a \ b \ c \rightarrow$ i_{ol} -áramimpulzus léte vagy hiánya
 i_{ol} áramimpulzus szélsőértékeinek a száma
 üzemmód szám

A számjegyek lehetséges értékei: $a = 1, 2, 3$; $b = 0, 1, 2, 3$; $c = 0, 1$. Pl. a 3.4.2 a ábrában $\tilde{A} = 130$. Ha azonban ebben az ábrában fennállna a $T_1 = T_2$ egyenlőség, vagyis i_{ol} éppen a $t = \alpha_m$ időpontban érne el zérus értékét, mégpedig zérus érintővel, továbbá $t_{off} = 0$ ellenére sem gyújtana újra a tirisztor, akkor az áramvezetés α_m időpontban megszűnne és i_{ol} szélsőértékeinek a száma kettő lenne, vagyis ilyenkor: $\tilde{A} = 120$ lenne. Látszik, hogy a $b=2$ elméleti esetet jelöl, mégpedig azt, amelyikben $t_{off} = 0$. $b=0$ ideális üresjárást jelöl, amelyikben az i_{ol} áram minden időpontban zérus.

A továbbiakban változatlanul feltételezzük, hogy a tirisztor még zérus szabad-dáválási idő esetén sem gyújt újra.

3.5 Zérus gyújtásszög

Szoritkozunk először annak a legegyszerűbb esetnek a tárgyalására, amelyikben a gyújtásszög $\alpha = 0$ és $Q=1$. Ilyenkor (3.3.15)-ből az áramimpulzus kifejezése

$$i_{ol}(t) = (v_1 + V_{cm} - t/2) \sin t \quad (3.5.1)$$

továbbá (3.3.28)-ből

$$\frac{di_{ol}}{dt} = -\frac{1}{2} \sin t + (v_1 + V_{cm} - t/2) \cos t = -\frac{1}{2} \sin t + i_{ol}(t) \frac{\cos t}{\sin t} \quad (3.5.2)$$

v_1 és α_e meghatározása most egyszerű. $i_{ol}(\alpha_e) = 0$ egyenletet kétféleképpen lehet kielégíteni:

$$a. \sin \alpha_e = 0 \quad \text{és} \quad (v_1 + V_{cm} - \alpha_e/2) \geq 0 \quad (3.5.3)$$

$$b. v_1 + V_{cm} - \alpha_e/2 = 0 \quad \text{és} \quad \sin \alpha_e \geq 0 \quad (3.5.4)$$

Foglalkozunk először az első esettel. Ennek két, számunkra érdekes megoldása van: $\alpha_e = 0$ és $\alpha_e = \pi$.

a1. Ha $\alpha_e = 0$, akkor triviálisan $P_O = 0$ és $v_i = V_{cm} = 0$, ami ideális üresjárási állapot.

a2. Ha $\alpha_e = \pi$, akkor (3.3.19)-ből

$$v_i = \pi/4 \quad (3.5.5)$$

A (3.5.3) alatti feltétel teljesül, ha

$$V_{cm} \geq \pi/4 \quad (3.5.6)$$

és ezért (3.3.6) miatt ilyenkor

$$P_O \geq \pi/8 \quad (3.5.7)$$

Az inverter 1. üzemmódban dolgozik, ha $V_{cm} \geq 1 + \pi/4$, vagyis $P_O \geq (\pi + 4)/8$ (3.5.1 a ábra); míg 2. üzemmódban van, ha (3.5.1 b ábra)

$$\pi/4 \leq V_{cm} \leq (1 + \pi/4) \quad (3.5.8)$$

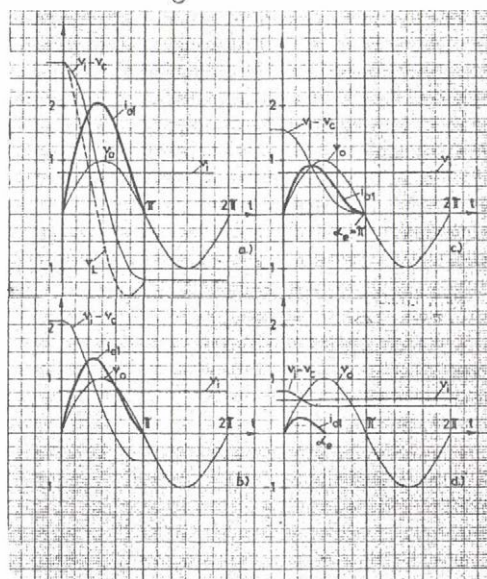
$$\pi/8 \leq P_O \leq (\pi + 4)/8 \quad (3.5.9)$$

A szabaddáválási idő az 1. üzemmódban (ld. 2.3.1 ábrát)

$$t_{off} = 2\pi + t_1 \quad (3.5.10 a)$$

míg a 2. üzemmódban

$$t_{off} = \arcsin(V_{cm} - v_i) = \arcsin(2P_O - \pi/4) \quad (3.5.10 b)$$



3.5.1 ábra

Jellegzetes számított időfüggvények $\alpha = 0$ és $\Omega = 1$ esetre. Adatok:

a. ábra $P_O = 1$, $V_{cm} = 2$; $v_i = \pi/4$; $A = 110$. b. ábra $P_O = \pi/8 + 1/4$, $V_{cm} = \pi/4 + 1/2$; $A = 210$

c. ábra $P_O = \pi/8$, $V_{cm} = \pi/4$; $v_i = \pi/4$; $A = 220$. d. ábra $\alpha_e = \pi/2$; $P_O = 0.0586$; $V_{cm} = 0.1427$; $v_i = 0.6427$, $A = 310$

A 2. üzemmódban a minimális kondenzátor feszültséghez, $V_{cm} = \pi/4$ -hez, $t_{off}=0$ tartozik (3.5.1 c ábra). Ilyenkor a $t = \alpha_e$ időpontban $di_{ol}/dt=0$ és az állapotjelző $\Lambda=220$.

Érdekes eredmény, hogy P_O változása ellenére $v_i = \pi/4$ és $\alpha_e = \pi$ érték változatlan marad.

b. (3.5.4)-és (3.3.6)-ból

$$v_i^2 - \frac{\alpha_e}{2} v_i + \frac{\pi}{2} P_O = 0 \quad (3.5.11)$$

Ebből és a (3.3.19) egyenletből az alábbi összefüggések származtathatók le

$$v_i = \frac{1}{4} (\alpha_e + \sin \alpha_e) \quad (3.5.12)$$

$$P_O = \frac{1}{8\pi} (\alpha_e^2 - \sin^2 \alpha_e) \quad (3.5.13)$$

és (3.3.6)-ból

$$V_{cm} = \frac{1}{4} (\alpha_e - \sin \alpha_e) \quad (3.5.14)$$

Miközben a P_O kimenő teljesítményt $P_O = \pi/8$ -ről zérusra csökkentjük, v_i , V_{cm} és α_e csökkennek és zérushoz tartanak. Tartományuk:

$$0 \leq P_O \leq \pi/8 \quad (3.5.15)$$

$$0 \leq v_i \leq \pi/4 \quad (3.5.16)$$

$$0 \leq V_{cm} \leq \pi/4 \quad (3.5.17)$$

$$0 \leq \alpha_e \leq \pi \quad (3.5.18)$$

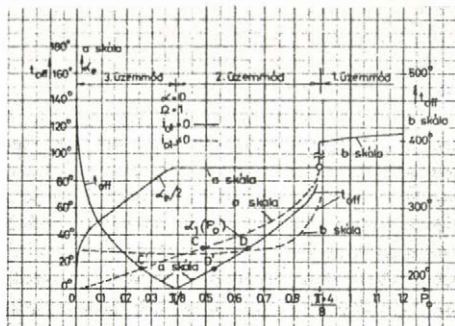
Most már sem v_i , sem α_e nem maradnak állandók. Az inverter 3. üzemmódban dolgozik, mivel a $v_i > V_{cm}$ egyenlőtlenség mindenhol teljesül. Jellegzetes görbealakokat mutat be a 3.5.1 d ábra. A tirisztor szabaddáválási ideje az ábrából

$$t_{off} = \pi - \alpha_e - \arcsin(v_i - V_{cm}) = \pi - \alpha_e - \arcsin(0.5 \sin \alpha_e) \quad (3.5.19)$$

(3.5.10), (3.5.13) és (3.5.19) alapján a 3.5.2 ábrába rajzoltuk be t_{off} és α_e változását a P_O kimenő feszültség függvényében.

(3.2.6) és (3.3.6)-ból a bemenő áram átlagértéke

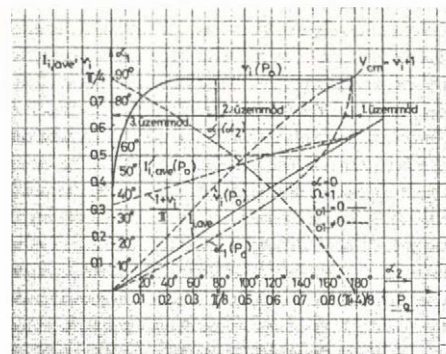
$$I_{i,ave} = \frac{V_{cm}}{\pi} = \frac{P_O}{2v_i} \quad (3.5.20)$$



3.5.2 ábra

Egy alinverter szabaddáválási ideje t_{off} , vezetési ideje α_e és α_1 szöge P_o függvényében. A folytonos vonal az ujragyújtás nélküli, a szaggatott vonal az ujragyújtás esetére vonatkozik. Az üzemmód megjelölés csak az ujragyújtás nélküli esetre érvényes. Ujragyújtás [98]-ban.

A 3.5.3 ábra mutatja v_1 és $I_{1,ave}$ változását a P_o kimenő teljesítmény függvényében. $I_{1,ave}$ ismeretében $I_{o,ave}$ és V_{cm} már egy állandóval való szorzás útján megkapható.



3.5.3 ábra

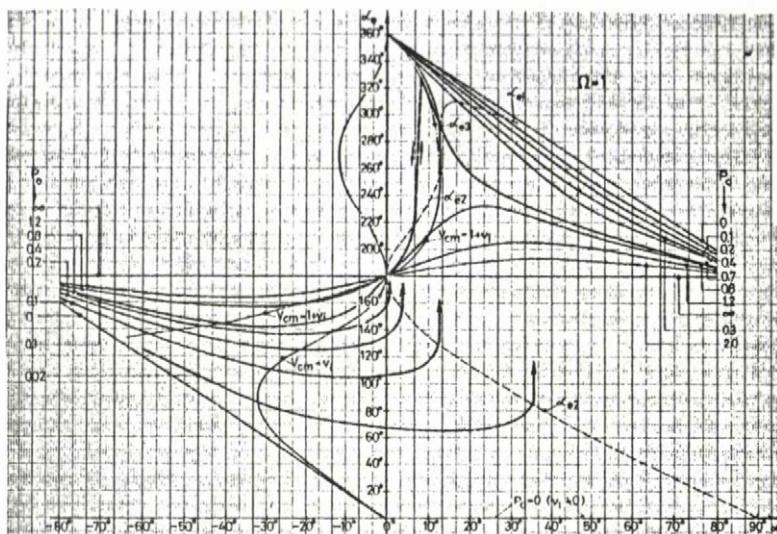
v_1 , $I_{1,ave}$, α_1 és $(1+v_1)/\pi$ változása P_o függvényében, továbbá az $\alpha_1(\alpha_2)$ kapcsolat. A folytonos vonal az ujragyújtás nélküli, a szaggatott vonal az ujragyújtás esetére vonatkozik. Ujragyújtás [98]-ban.

Tájékoztatás céljából itt jegyezzük meg a következőket: Teljesítmény alapnak $P_a = V_{om}^2 C_s \omega_s$ -et választottuk (3.1 pont). A megvalósított berendezésben: $V_{om} = \sqrt{2} 125 \text{ V}$; $C_s = 48 \mu\text{F}$; $\omega_s = 2.235 \cdot 10^4 \text{ rad./sec}$ és $P_a = 33.6 \text{ kW}$. (Noha a névleges induktor feszültség 250 V_{eff} , azonban a későbbiekben tárgyalandó 1:2 arányú kapacitív feszültségelosztás miatt itt $V_{om} = \sqrt{2} 125 \text{ V}$ -tal kell számolni.) Mint-hogy az inverter névleges kimenő teljesítménye 30 kW , névleges állapotban $P_o = 30 \text{ kW} / P_a = 0.893$. Üresjárásban az induktor által felvett teljesítmény kb. 10 kW és ezért $P_o = 0.893 / 3 = 0.298$.

Névleges állapotban tehát az inverter az 1. és 2. üzemmód határán, míg üresjárásban a 2. üzemmódnak a 3. üzemmódhoz közeli részén dolgozna, ha $\alpha = 0^\circ$ lenne.

3.6 Gyújtásszög változtatás

Változzék az α tirisztor gyújtásszög $-\pi/2 \leq \alpha \leq \pi/2$ tartományban, de egyszerűség kedvéért változatlanul legyen $\Omega = 1$. A 3.3. pontban vázolt módon, digitális számológép segítségével megkerestük adott α , v_o és P_o értékekhez ($V_{om} = 1$) tartozó α_e és v_1 értékpárt. Eredményeinket az $\alpha_e \sim \alpha$ és a $v_1 \sim \alpha$ sikon a 3.6.1 és a 3.6.2 ábrákban foglaltuk össze. Mind a két ábrában P_o a paraméter.



3.6.1 ábra

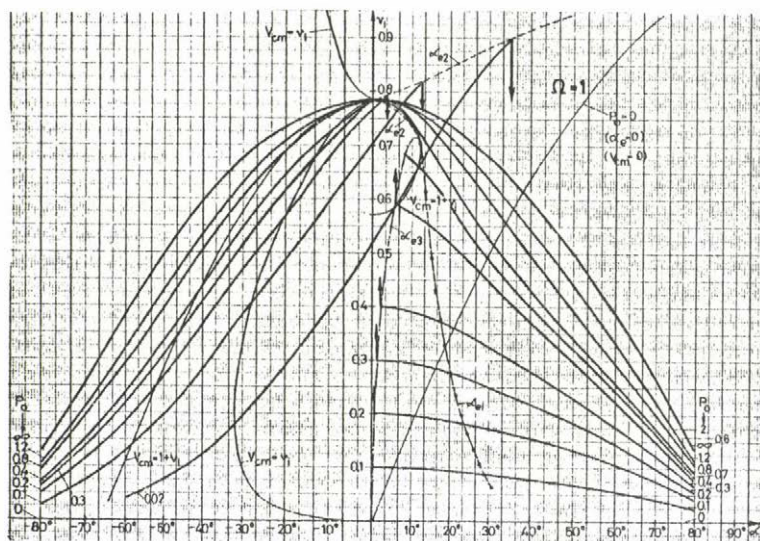
$P_o = \text{áll.}$ görbesereg az $\alpha_e \sim \alpha$ síkon

A könnyebb tájékozódás érdekében vékony folytonos, ill. szaggatott vonallal néhány un. határgörbét is berajzoltunk az ábrákba. Az egyik folytonos határgörbe azon pontok mértani helyét adja, ahol a $V_{cm} = 1 + v_i$ egyenlőség teljesül. Ez ad választóvonalat az 1. és 2. üzemmód között. A másik folytonos határgörbe a $V_{cm} = v_i$ egyenlőség teljesülési pontjait köti össze. Az utóbbi határgörbe választja szét a 2. és 3. üzemmódhoz tartozó tartományokat.

Az $\alpha_{e2}(\alpha)$ határgörbe megadja azokat a fiktív üzemi pontokat, amelyekben a kimenő áram kialváskor éppen érinti a t tengelyt, tehát $[di_{o1}/dt]_{t=\alpha_{e2}} = 0$.

Ez azt jelenti, hogy a $v_i - v_c$ görbe éppen $t = \alpha_{e2}$ -nél metszi a v_o görbét, vagyis $t > \alpha_{e2}$ értékekre a tirisztorra már átvezető irányú feszültség jut. A szabad-dáválási idő az α_{e2} határgörbe mentén végig zérus, ezért neveztük a határgörbéhez tartozó üzemi pontokat fiktívnek. Ilyen típusú üzemállapottal már a 3.5.1 c ábrában is találkoztunk. α_{e2} -ben a 2-es index arra utal, hogy a határgörbéhez tartozó áramgörbékben két szélső érték van.

Az $\alpha_{e3}(\alpha)$ határgörbe azokat az üzemi pontokat jelöli ki, amelyekben az i_{o1} áramgörbének három szélső értéke van (3.4.2 ábra) mégpedig úgy, hogy az i_{o1} görbe a középső (minimális) szélső értéknél a t tengelyt éppen érinti. A 3-as index a három szélső értékre utal. A tirisztor vezetési szöge hosszú, értéke $257.45^\circ \leq \alpha_{e3} \leq 360^\circ$ között mozog (3.6.1 ábra).



3.6.2 ábra

P_0 = áll. görbesereg a $v_i \sim \alpha$ sikon

Az $\alpha_{ei}(\alpha)$ határgörbe azokat a munkapontokat jelöli ki, amelyekben az i_{ol} áramgörbének egy szélsőértéke és egy inflexiós pontja van. Egy ilyen munkapont a három szélsőértékes állapotok felől közelítve úgy fogható fel, mintha a minimum és a második maximum zsugorodnék össze az inflexiós pontban. Az i index az inflexiós pontra utal. Az áramvezetési időszak alatt a $v_i - v_c$ kondenzátor feszültség csak egyszer metszi a v_o görbét, az inflexiós pontban csak érinti azt. Az α_{ei} határgörbe $\alpha_e > \alpha_{ei}$ oldalán az i_{ol} áramnak három, a másik oldalán pedig csak egy szélső értéke van. A tirisztor vezetési szöge az α_{ei} határgörbe mentén hosszu: $\alpha_{ei} \geq 257.45^\circ$.

Határgörbének tekinthető a $P_O=0$ és a $P_O=\infty$ értékhez tartozó görbe is. Az $\alpha_e \sim \alpha$ síkon az egyik $P_O=0$ határgörbe az origón és az $\alpha_e=360^\circ$ -on átmenő -2-es meredekségű egyenes. A határgörbe mentén $v_1=0$, de - az $\alpha=0$ $\alpha_e=0$ pontot kivéve - $V_{cm}>0$ és $i_{ol}(t)>0$. Az $i_{ol}(t)$ áram alapharmonikusának nincsen a v_o kimező feszültségre vonatkoztatva hatásos összetevője. Ennek a határgörbének az origóban 2π nagyságú szakadása van. Negatív α gyújtásszögek felől közelítve a zérus gyújtásszöghöz, $\alpha=0$ -hoz $\alpha_e=0$ tartozik, ami a zérus áramu ideális üresjárás esete, míg pozitív gyújtásszögek felől közelítve a zérus gyújtásszöghez, $\alpha=0$ -hoz $\alpha_e=2\pi$ érték tartozik. Ez a nagyáramu ideális üresjárás állapota. Az $\alpha_e \sim \alpha$ síkon a másik $P_O=0$ határgörbe az $\alpha_e=0$ egyenes, amely mentén $V_{cm}=i_{ol}(t)=0$ és

$v_1 = \sin \alpha$. A $v_1 \sim \alpha$ sikon az első $P_0 = 0$ határgörbe az α tengellyel esik egybe, míg az utóbbi határgörbét a $v_1 = \sin \alpha$ görbe ábrázolja.

A $P_0 = \infty$ határgörbe az $\alpha_e \sim \alpha$ sikon az $\alpha_e = \pi$ egyenes, míg a $v_1 \sim \alpha$ sikon a

$$v_1 = \frac{\pi}{4} \cos \alpha \quad (3.6.1)$$

összefüggés érvényes a $P = \infty$ határesetre.

A határgörbék meghatározási módját a 3.1, 3.2 és 3.3 Függelék tartalmazza az $\Omega = 1$ és az $\Omega \neq 1$ esetekre egyaránt. A határgörbékét külön is felrajzoltuk a Mellékletben az M 3.6.1 és M 3.6.2 ábrákban. A görbék P_0 -val paraméterezettek.

A pontosabb ábrázolás érdekében az $\alpha_e(\alpha)$ és $v_1(\alpha)$ görbesereg egyes részleteit kinagyítva is megrajzoltuk az M 3.6.3...M 3.6.6 ábrákon.

Az eredményül kapott $\alpha_e(\alpha)$ és a $v_1(\alpha)$ görbeseregek értelmezése céljából felvettünk a görbeseregek ábrájában három utvonalat, amelyeket a 3.6.3, M 3.6.6-8 ábrákban vastag vonallal ábrázoltunk. Feltételezzük, hogy az inverter munkapontja a felvett utvonal mentén a nyíl irányában változik. Az utvonalak mentén egyes, sorrendben számozott eminens pontokra a 3.6.4 ábrában léptékhelyesen felrajzoltuk a fontosabb mennyiségek időbeli változását. A 3.6.4 ábrában ily módon 25 jellegzetes üzemállapot időfüggvényei találhatók meg, amelyek mindegyike számított görbe.

Az első utvonal 1-től 12-ig, a második 13-tól 19-ig, s végül a harmadik 20-tól 25-ig tart.

Az első utvonal (M 3.6.7 és M 3.6.8 ábrák) elején feltételeztük, hogy a gyújtásszög állandó ($\alpha = -20^\circ$), és a terhelést egy nagy értékről, $P_0 = 1.2$ -ről, $P_0 = 0.3$ -ra csökkentjük. Az 1-es munkapontban az inverter az 1. üzemmódban dolgozik, a kondenzátor-feszültség nagy amplitudóval leng. $V_{cm} \gg 1 + v_1$; míg a 2-es és 3-as munkapontokban az inverter a 2. üzemmódban van; az eltoltt kondenzátor-feszültség a v_0 feszültségnek az i_{ol} áram kialvása utáni első negatív félperiódusában v_0 görbéjét metszi.

A 3-as munkapont után P_0 értékét tartjuk állandónak ($P_0 = 0.3$) és a gyújtásszöget növeljük. A 4-es munkapont a 2. és 3. üzemmód határán fekszik, itt $V_{cm} = v_1$. Az 5-ös munkapontban ($\alpha = 0$) az inverter a 3. üzemmódban dolgozik, s ezért $v_1 > V_{cm}$, továbbá $\alpha_e < \pi$. A 6-os munkapont az α_{e2} határgörbén fekszik, az i_{ol} áram érintője az áram kialvási időpontban éppen zérus, vagyis $i_{ol}(\alpha_e) = 0$ és $v_L(\alpha_e) = 0$. Ebben az elméleti munkapontban a tirisztor t_{off} szabaddáválási ideje zérus.

Tetszőlegesen kis értékkel megnövelve a gyújtásszöget, a tirisztor α_e vezetési szöge ugrásszerűen megnő, a v_1 bemenő egyenfeszültség pedig ugrásszerűen

lecsökken. A tirisztor áramok és feszültségek is ugrásszerűen változnak. A tirisztor nem alszik ki az előtt, vagy ott, ahol az eltolt kondenzátor-feszültség görbe másodszor metszi a v_o görbét, hanem ott az i_{ol} áramgörbének csak minimuma lesz. α_e ugrásszerű növekedése után kialakuló időfüggvényeket szemlél-teti a 7-es munkapont. Az áramgörbében három szélső érték van. Az α_e vezetési szög nem sokkal kisebb 360° -nál.

Miután ugrásszerűen megnövekedett az α_e vezetési szög, $P_o=0.3$ -as értékét állandónak tartva, csökkentjük ismét a gyújtásszöget addig, amíg a munkapont rá nem esik az α_{e3} -as határgörbére. Ezt neveztük 8-as munkapontnak. Itt az i_{ol} áramgörbének még változatlanul három szélső értéke van, s az α_e vezetési szög közel 360° -os. A minimum helyén az áram pillanatértéke éppen eléri a zérus értéket. Az α értékét tetszőlegesen kis értékkel tovább csökkentve az i_{ol} áramgörbe az előző minimum helyének a közvetlen környezetében negatív meredekséggel bemetszi a zérus tengelyt. Itt az áram kialszik. A tirisztor α_e vezetési szöge ugrásszerűen lecsökken, a v_i bemenő feszültség pedig ugrásszerűen megnő, hasonlóképpen ugrásszerűen megváltoznak a tirisztor egyéb mennyiségei.

Vegyük észre, hogy az α_e ugrásszerű növekedéséhez tartozó α_6 -os gyújtásszög nagyobb, mint α_e ugrásszerű csökkenéséhez tartozó α_8 -as gyújtásszög. Egy hiszterézis hurok létesül, amelynek α irányu szélessége annál nagyobb, minél kisebb P_o értéke. P_o -t növelve a hiszterézis hurok α irányu szélessége csökken, és $P_o=0.275$ -ös értékre az $\alpha=1.22^\circ$ -os gyújtásszögnél zérussá zsugorodik (3.6.5 ábra). P_o -át 0.275 érték fölé növelve a hiszterézis hurok átvált egy tranziens (labilis) állapotnak megfelelő α irányu szakaszba (ld. M 3.6.6, 3.6.3, valamint 3.6.5 ábrákat). Ezen azt kell érteni, hogy mivel a P_o -áll. görbe (pl. $P_o=0.7$ -es görbe) az α_{e2} határgörbét kisebb gyújtásszögnél éri el, mint az α_{e3} határgörbét (ld. később a 21- és 22-es munkapontokat) az α_{21} -től α_{22} -ig tartó gyújtásszög tartományban $P_o=0.7$ esetén stabilis üzemállapot nem képzelhető el, az inverter tranziens (labilis) üzemállapotban dolgozik.

Térjünk vissza az első utvonál soron következő 9-es munkapontjához. Ez az α_{e1} határgörbére esik, ezért az áramgörbében a maximum mellett egy inflexiós pont is található. A $(v_i - v_c)$ eltolt kondenzátor-feszültség az inflexiós pontban érinti a v_o feszültséggörbét.

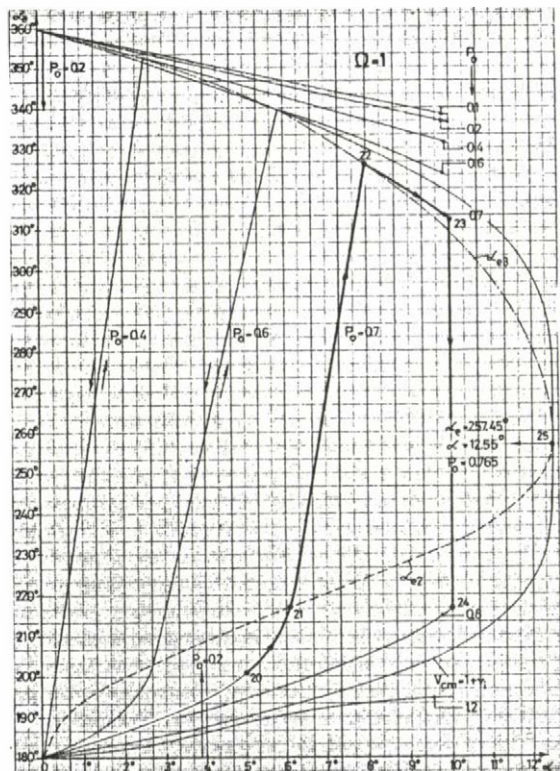
A 10-es munkapontban az i_{ol} áramgörbének ismét csak egy szélső értéke van. i_{ol} középpértéke a nagy reaktív áramkomponens miatt a kis terhelés ellenére nagy.

A második utvonál (13-tól 19-ig) mentén $P_o=0.1$ -es igen kis állandó terhelés esetén a gyújtásszöget $\alpha = -80^\circ$ -ról $\alpha = +80^\circ$ -ra növeljük. A 3.6.4 ábra 13...19 időfüggvényei megerősítik az eddig elmondottakat, de kevés ujat tartalmaznak. A 13-as, ill. 19-es munkapontban a nagy kapacitív, ill. induktív

meddő áram miatt V_{cm} nagy érték.

A 14-15-és 16-os munkapontokban az inverter a kis terhelés miatt a 3. üzemmódban (vagy ennek a határán) üzemel. A 16-os munkapontban az áramgörbe kialakulakor éppen érinti a t tengelyt. A 17-es munkapontban α_e nagy, v_1 kis érték, i_{ol} -nek három szélső értéke van.

A harmadik utvonalat az M 3.6.6 és a 3.6.3 ábrákon jelöltük be (20-tól 25-ig). Az inverter a 20...24-es munkapontokban a 2. üzemmódban, míg a 25-ös munkapontban az 1. és 2. üzemmód határán dolgozik. Mindegyik esetben $\alpha_e > 180^\circ$. A 21-es munkapont az α_{e2} -es határgörbére esik, $t = \alpha_e$ időpontban $di_{ol}/dt = 0$.



3.6.3 ábra

A számozott munkapontokban a pozitív alinverter időfüggvényei, ugyanolyan kép szám-mal, a 3.6.4 ábrában találhatók

ma és második maximuma egy inflexiós pontba zsugorodik össze. Ha $P_o \leq 0.765$ a $P_o = \text{áll.}$ görbében α növekedésével ugrásszerű változás lép fel növekvő α_e -k, ill. csökkenő v_1 -k irányában ott, ahol a $P_o = \text{áll.}$ görbe az α_{e2} határgörbét metszi; míg α csökkenésével az ellenkező irányu ugrásszerű változás ott kö-

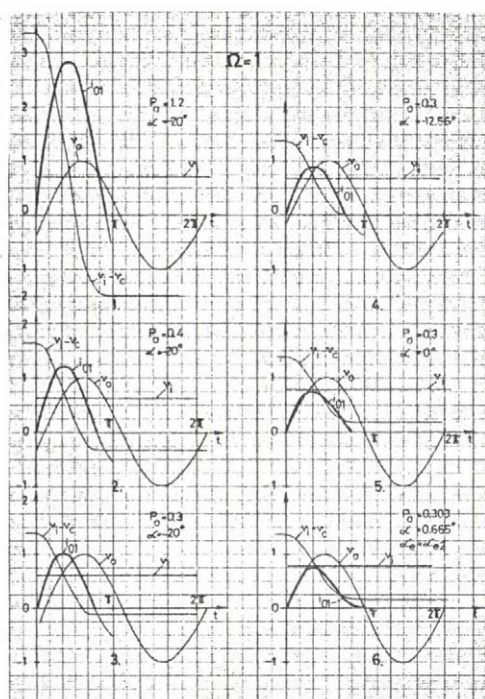
A 22-es munkapont az α_{e3} -as határgörbén fekszik. i_{ol} -nek három szélső értéke van. A minimumra ($t = \alpha_m = \alpha_{ee}$) $i_{ol} = 0$ és $di_{ol}/dt = 0$. A 23-as munkapontban i_{ol} minimuma helyén $i_{ol} > 0$. A 24-es munkapontban i_{ol} -nek ismét csak egy szélső értéke van.

A 25-ös az egyik legfontosabb munkapont. Itt $\alpha = 12.55^\circ$; $\alpha_e = 257.45^\circ$ és $P_o = 0.765$. Ez az ún. kritikus munkapont négy határgörbe, nevezetesen a $V_{cm} = 1 + v_1$, az α_{e2} , α_{e3} és α_{ei} határgörbék találkozási pontja. A $P_o = (2/\pi) v_1 V_{cm} = (2/\pi) v_1 (v_1 + 1)$ összefüggésből most $v_1 = 0.705$ és $V_{cm} = 1 + v_1 = 1.705$.

A $(v_1 - v_c)$ eltolt kondenzátor-feszültség görbe a v_o görbét az utóbbi negatív csúcspontjában éppen érinti, $\alpha + \alpha_e = 270^\circ$. Az i_{ol} áram zérus érintővel alszik ki. α_{e2} , ill. α_{e3} határgörbe mentén ez a határpont az egyetlen olyan pont, amelynél az áram-kialvás után a tirisztorra jutó feszültség nem pozitív, hanem negatív, $t_{off} \neq 0$, ill. amelyben az i_{ol} görbe minimu-

vetkezik be, ahol a $P_0 = \text{áll.}$ görbe az α_{e3} határgörbét metszi. A $P_0 = \text{áll.}$ görbékben szakadás csak a $0 < \alpha < 12.55^\circ$ gyújtásszög tartományban lehetséges, ha $P_0 \geq 0.1$ [ld. 3.6.1 ábrát]. Ha azonban $P_0 \geq 0.765$, akkor a $P_0 = \text{áll.}$ görbékben α változásokor ugrásszerű változás, szakadás nincs, a görbe folytonos, még a $0 < \alpha < 12.55^\circ$ -os gyújtásszög tartományban is. Az ugrásszerű üzemiállapot-változás elkerülhető akár úgy, hogy csak a negatív gyújtásszögekre szorítkozunk, akár úgy, hogy csak az $\alpha > 12.55^\circ$ -os pozitív gyújtásszög tartományt használjuk, feltéve, hogy $P_0 \geq 0.1$. Az utóbbi megoldás nagy előnye, hogy ilyenkor a $V_{cm} > 1 + v_i$ feltétel mindig teljesül, az inverter mindig 1. üzemmódban dolgozik, s ezért a tirisztor szabaddáválási ideje egy félperiódusnál, még igen kis terhelések esetén is, mindig hosszabb. Negatív gyújtásszögekre azonban a tirisztor szabaddáválási ideje kis terhelésekre erősen lecsökkenhet, ill. igen nagy negatív

irányú gyújtásszöggig kell elmenni ahhoz, hogy az inverter még üresjárásban is az 1. üzemmódban dolgozzék. A nagy negatív gyújtásszög nagy kapacitív meddő áramot eredményezne, ami miatt az inverter elemek (tirisztor, soros fojtó tekerces, soros kondenzátor) áram és feszültség igénybevétele nagyon megnőne.



3.6.4 ábra

Az M 3.6.6-8, 3.6.3 ábrákon azonosítási számokkal jelzett munkapontok időfüggvényei két ábra.

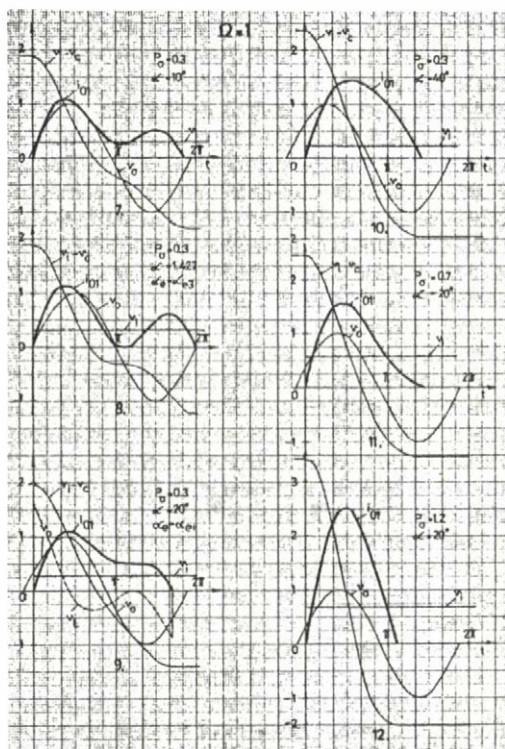
Térjünk vissza egy megjegyzés erejéig az α_{e3} és α_{e2} határgörbékhez. Érintse az i_{ol} áramgörbe az α_{e3} mentén fellépő egyik üzemiállapotban az időtengelyt a $t = \alpha_{ee}$ pontban. A 3.2 Függelék szerint α_{ee} és α között ugyanaz a kapcsolat,

A 3.4 pontban bevezettük az állapotjelző fogalmát. Az $\alpha_e \sim \alpha$, ill. a $v_i \sim \alpha$ sikon az M 3.6.9, ill. az M 3.6.10 és M 3.6.11 ábrákban kijelöltük az azonos állapotjelzőkhöz tartozó inverter működési tartományokat. Az egyes tartományokat egymástól a határgörbék választják el, ill. azok határolják be. Minthogy feltételezésünk szerint a tirisztor még zérus szabaddáválási idő esetén sem gyújt újra, az állapotjelzők csak két számjegyből állnak. A $v_i \sim \alpha$ sikon az egyes tartományok átlapolódnak és ezért vált szükségessé a

mint α_{e2} és α között [ld. (A 3.2.8) képletet], s ezért adott α -ra $\alpha_{ee} = \alpha_{e2}$. Ide a két α_{e2} érték közül az $\alpha_{e2} > 180^\circ$ -osat kell helyettesíteni. Ugyanis az $\alpha_{ee} = \alpha_{e2} < 180^\circ$ -os értékekre használható α_{e3} -as értékek nem adódnak ki, mivel ilyenkor a számítógépes számítás szerint $v_1 < 0$. Hasonlóképpen a $v_{cb}(0) = -(v_1 + V_{cm})$ mennyiség is ugyanabból a képletből számítható az α_{e2} és α_{e3} határgörbékre [ld. (A 3.2.9) egyenletet] és értéke a két esetben ugyanaz lesz. Következésképpen adott α mellett (P_o nem állandó) amennyivel csökken α_{e3} -ra, vagyis hosszú vezetésre a v_1 bemenő feszültség, annyival nő a V_{cm} kondenzátorfeszültség amplitudó az α_{e2} görbén felvett értékéhez képest: $-\Delta v_1 = \Delta V_{cm}$. Példaként gondoljunk a nagyáramú ideális üresjárás esetére, amely nyilvánvalóan az α_{e3} határgörbe $\alpha=0$ ponthoz tartozó határesetre. (Az üzemiállapot főbb jellemzői: $\alpha=0$; $\alpha_e = \alpha_{e3}=2\pi$; $\alpha_{ee}=\pi$; $V_{cm}=\pi/2$; $v_1=0$; $P_o=0$.) Másrészt tartunk szem előtt a 2. és 3. üzemmód határán fekvő és $\alpha=0^\circ$ -hoz tartozó 3.5.1 c

ábrán bemutatott üzemiállapotot, amely az α_{e2} határgörbe $\alpha=0^\circ$ -hoz tartozó határesetre. (Az üzemiállapot főbb jellemzői: $\alpha=0^\circ$; $\alpha_e = \alpha_{e2}=\pi$; $V_{cm}=\pi/4$; $v_1=\pi/4$; $P_o=\pi/8$.) Ha a munkapont átkerül az α_{e2} görbéről α_{e3} -ra, akkor v_1 lecsökken $\Delta v_1 = -\pi/4$ -gyel, de ugyanennyivel nő meg V_{cm} is: $\Delta V_{cm} = \pi/4$.

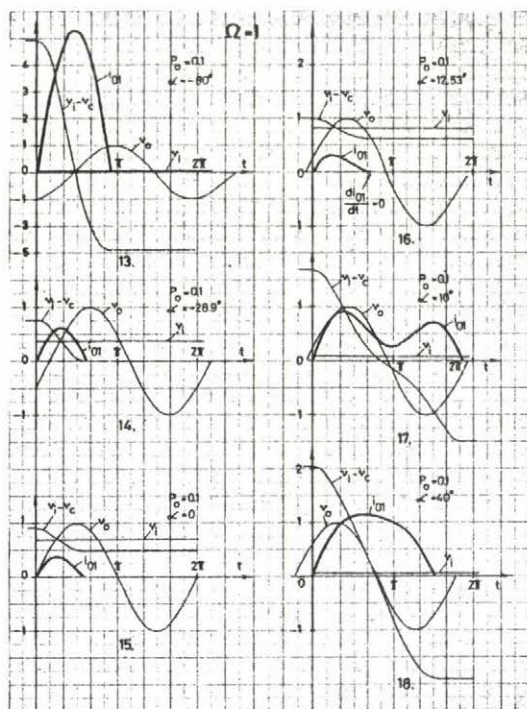
A határgörbék másik eminens pontja a kritikus munkapont, ahol $\Delta V_{cm} = \Delta v_1 = 0$. Miközben a munkapont az α_{e3} görbe mentén az $\alpha=0^\circ$ -os pontból a kritikus munkapontba vándorol α_{ee} értéke az α_{e2} görbe mentén mozog, s egyre közelít α_{e3} -hoz, míg végül a kritikus munkapontban $\alpha_{e3} = \alpha_{ee}$. Az α_{e3} és α_{ee} szögek ellentétes értelmű változásáról szó lesz még a 3.9-es pontban, ahol meghatározzuk $d\alpha_{ee}/d\alpha_e$ differenciálhányados értékét és megmutatjuk, hogy ez a derivált a teljes α_{e3} határgörbe mentén negatív értékű (3.9.6 ábra).



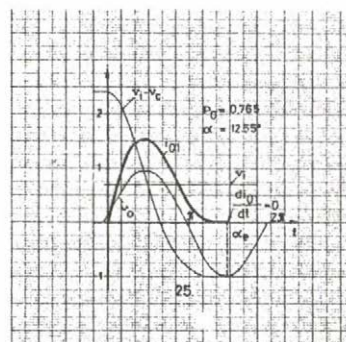
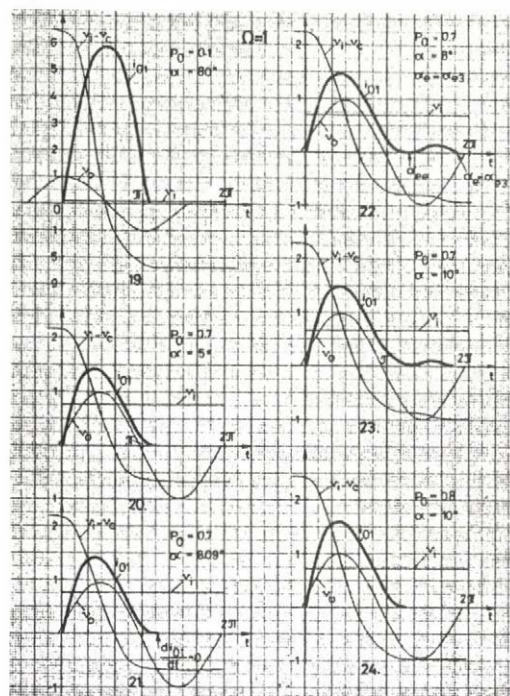
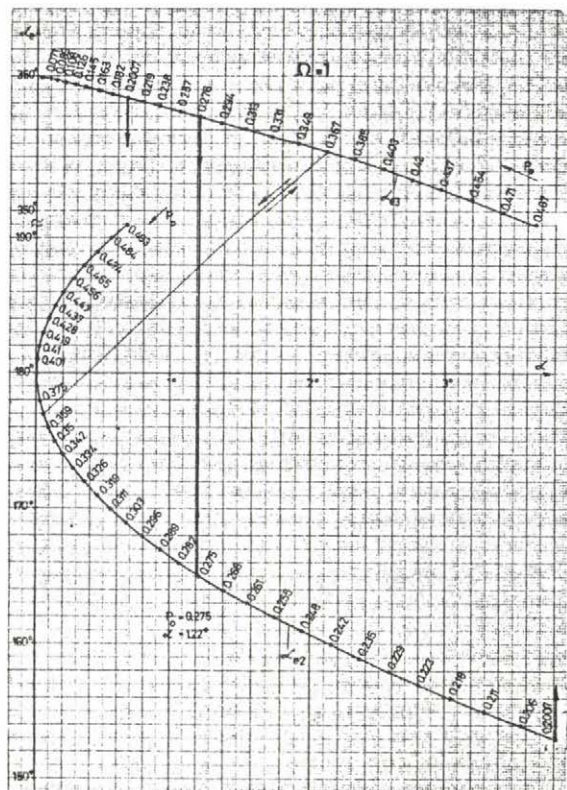
3.6.4 ábra (folytatás)

tén negatív értékű (3.9.6 ábra).

A $\Delta v_1 = -\Delta V_{cm}$ összefüggés csak $\alpha = \text{áll.}$ esetén igaz. Ha α helyett P_o -t tartjuk állandónak, akkor az említett két határesetet kivéve a munkapont mindig α egyidejű megváltozásával kerül át α_{e2} görbe $\alpha_{e2} \geq 180^\circ$ -os szakaszáról az α_{e3} görbére és megfordítva, ezért ilyenkor $\Delta v_1 \neq -\Delta V_{cm}$.



3.6.4 ábra (folytatás)



3.6.4 ábra (vége)

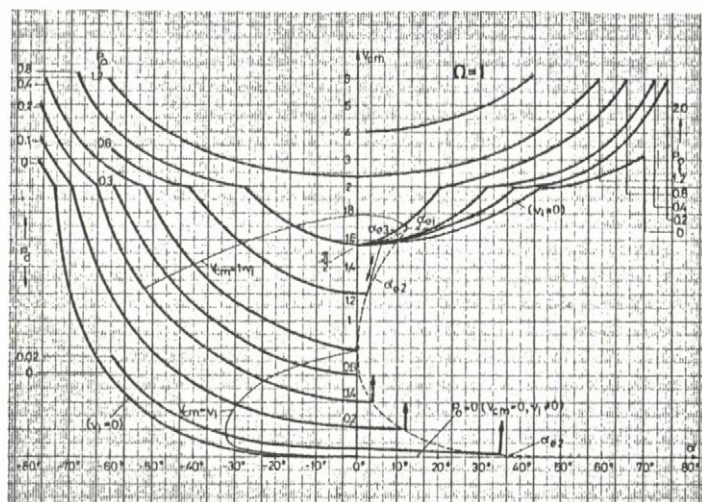
3.6.5 ábra

P_0 -val paraméterezett, kinagyított α_{e2} és α_{e3} határgörbék az α irányban zérus szélességű hiszterézishurokhoz rendelt P_0 érték meghatározására

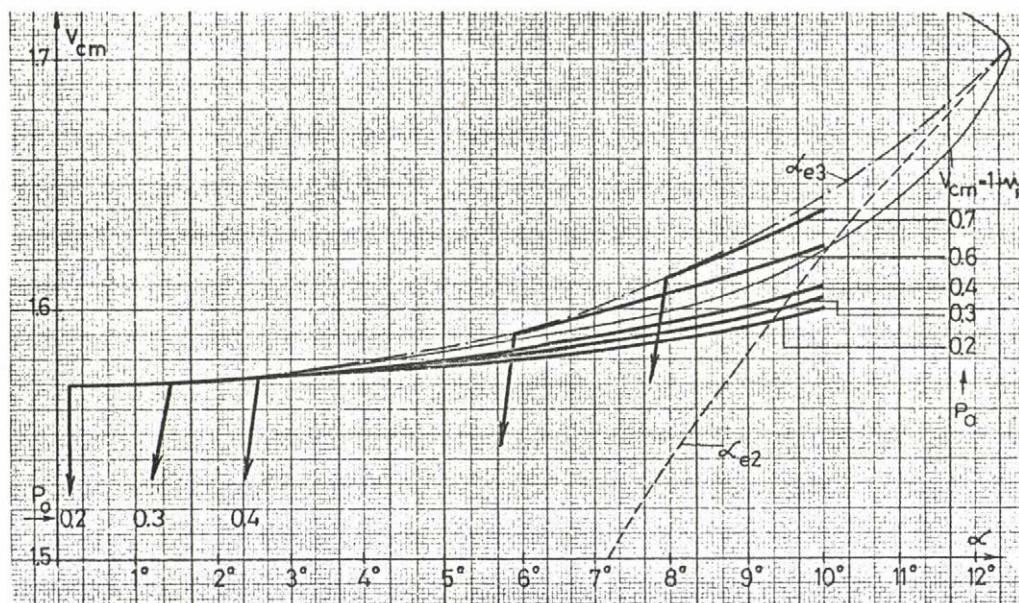
3.7 Méretezési görbék ($Q=1$).

Az inverter elemeinek a méretezéséhez szükséges mennyiségek, adott α , P_O , V_{cm} értékháromashoz tartozó α_e és v_i ismeretében, vagyis a 3.6.1 és 3.6.2 ábrák birtokában már számíthatók.

Az egyik legfontosabb méretezéshez szükséges mennyiség, a V_{cm} soros kondenzátor feszültség amplitudó, amely (3.3.6)-ból számítható. V_{cm} alakulását állandó P_O -k esetén az α gyújtásszög függvényében a 3.7.1 ábra mutatja. V_{cm} értéke a soros kondenzátor névleges feszültségének a megválasztását szabja meg és döntően befolyásolja az inverter tirisztor és a soros fojtótekerics feszültségigénybevételét. A 3.6.1 és 3.6.2 ábrákon feltüntetett határgörbék mentén ismert P_O és v_i értéke és ezekből V_{cm} már közvetlenül számítható. A határgörbék ezen a módon rajzoltuk át a $V_{cm} \sim \alpha$ síkra. A $P_O=0$ határgörbe felrajzolását az (A 3.3.4) és az (A 3.3.6) összefüggések alapján végeztük.

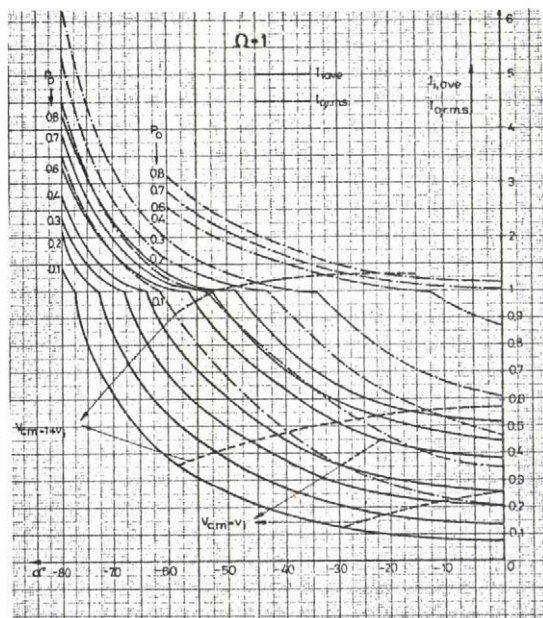


zoltuk a 3.7.2 ábrában. Az ugrásszerű állapotváltozás ott következik be, ahol a $P_0 = \text{áll.}$ görbék az α_{e3} határgörbét metszik. $P_0 > 0.765$ teljesítményvonalak α_{e3} görbe felett haladnak, ezeknél ugrásszerű állapotváltozás nem lép fel.



3.7.2 ábra

Nagyítás a 3.7.1 ábra α_{e3} határgörbe környéki részéről



3.7.3 ábra

A bemenő áram átlagértékének ($I_{i,ave}$) és a kimenő áram effektív értékének (I_{orms}), a változása a negatív gyújtásszög tartományban

V_{cm} ismeretében már ismert az inverter tirisztoron és a soros fojtótekercsen átfolyó áram átlagértéke, amely a bemenő egyenáram harmada. (3.2.6)-ból a tirisztoron átfolyó áram átlagértéke

$$I_{T,ave} = \frac{V_{cm}}{\Omega 3\pi} = \frac{I_{i,ave}}{3} \quad (3.7.1)$$

A soros kondenzátor áram középértéke pedig $I_{T,ave}$ kétszerese.

A maximális tirisztor feszültség átvezető irányban jelentkezik, amelynek csúcserőértéke a 2.3.1 ábra szerint

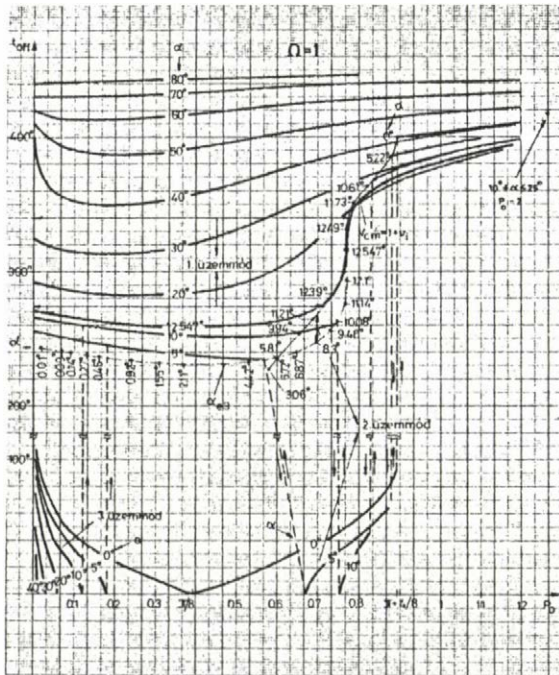
$$V_{Tm+} = 1 + v_i + V_{cm} \quad (3.7.2)$$

V_{Tm+} változását α függvényében, állandó P_0 teljesítményekre a 3.7.3 ábra tünteti fel. Az ábrában valamennyi határgörbe megtalálható,

a $P_O = \infty$ kivételével (ekkor V_{cm} és V_{Tm+} is végtelen nagy). Az α_{e3} határgörbe gyakorlatilag egybeesik az α_{e2} felső szakaszával.

A kimenő áram effektív értékének $I_{or.m.s}$ -nek, továbbá a bemenő áram átlagértékének $I_{i,ave}$ -nek a változását α függvényében, állandó P_O teljesítményekre a 3.7.3 ábra mutatja negatív gyújtásszögekre.

Az M 3.7.2 a és b ábra állandó pozitív és negatív gyújtásszögekre mutatja a $v_i(P_O)$ függvényeket. Ezek a görbék a 3.6.2 ábrából szerkeszthetők meg. Nagyobb terhelésekre a tápfeszültség P_O változásával közel állandó marad.



3.7.4 ábra

A szabaddáválási idő (t_{off}) változása a P_O kimenő teljesítmény függvényében pozitív gyújtásszögekre

$$t_{off} = (3\pi + t_1) - \alpha_e \quad (3.7.4)$$

míg a 2. és a 3. üzemmódokban, ha $(\alpha + \alpha_e) < 270^\circ$ a 3.4.1 b és c ábrákból

$$t_{off} = (\pi - \alpha + \alpha_1) - \alpha_e \quad (3.7.5)$$

ahol

$$\alpha_1 = \arcsin(V_{cm} - v_i) \quad (3.7.6)$$

Tekintsük az egy alinverterbe beépítendő maximális tirisztor teljesítménynek az $I_{T,ave} V_{Tm+}$ szorzatot. Vezessük be az inverter tirisztorok kihasználtsági fokának a jellemzésére

$$DS_{ave} = \frac{6 I_{T,ave} V_{Tm+}}{P_O} \quad (3.7.3)$$

mennyiséget. Az inverter tirisztorok kihasználtsági foka annál jobb, minél kisebb DS_{ave} . E mennyiség változását α függvényében, állandó P_O teljesítményekre az M3.7.3 ábra mutatja. DS_{ave} $\alpha=0^\circ$ környékén kis érték.

Nagyon fontos inverter paraméter az áramkör szabaddáválási ideje. Az 1. üzemmódban ($V_{cm} > 1 + v_i$) a szabaddáválási idő a 3.4.1 a ábrából

$(\alpha + \alpha_e) > 270^\circ$ esetén még $V_{cm} < (1+v_i)$ üzemállapotban is a (3.7.4) képletet kell használni (ld. 3.4.2 b ábrát).

t_{off} változását P_O teljesítmény függvényében, negatív gyújtásszögekre az M 3.7.4 ábra, pozitív gyújtásszögekre a 3.7.4 ábra mutatja. Negatív gyújtásszögekre a $V_{cm}=v_i$ és $V_{cm}=1+v_i$, pozitívokra az α_{e3} és $V_{cm}=1+v_i$ határgörbék jelennek meg az ábrán. Az α_{e2} határgörbe a 3.7.4 ábrában a $t_{off}=0$ tengelybe esik. A 3.7.4 ábrában a határgörbék α -val paraméterezettek.

A negatív gyújtásszög tartományban az 1. üzemmódban t_{off} mindig nagyobb 400° -nál. A 2. és 3. üzemmódban, állandó P_O -nál α növelésével növelhető t_{off} . A szabaddáválási idő a $V_{cm}=1+v_i$ határgörbe mentén ugrásszerűen változik.

A 3.7.4 ábrában a kritikus ponthoz tartozó $\alpha=12.55^\circ$ -nál nagyobb gyújtásszögekre, hosszú vezetésre ($\alpha_e > \pi$) a teljes P_O tartományban, csak 1. üzemállapot lehetséges, az α -áll.-hoz tartozó $t_{off}(P_O)$ görbék szakadás nélkül futnak. Ilyenkor a t_{off} érték minimális értéke kb. $3\pi/2$. Mint láttuk $\alpha > 12.55^\circ$ -os tartományban $P_O=0.1$ alatt az inverter 3. üzemmódban is üzemelhet (3.6.1, M 3.6.9 ábrák), t_{off} kicsiny, szélső esetben zérus. Ezt a részt a 3.7.4 ábra nem tartalmazza. t_{off} ugrásszerűen változik ott, ahol az α -áll. görbék ($\alpha < 12.55^\circ$) a $V_{cm}=1+v_i$ és az α_{e2} határgörbékét elérik. Ezt illusztrálja az $\alpha=10^\circ$ -os és $\alpha=5^\circ$ -os görbe.

3.8 Fázisgörbék az általános esetre

Definiáljuk az \bar{f}_C és az \bar{f}_L komplex fázisvektorokat az $\bar{f}_C = v_C + j i_{O1}$ és az $\bar{f}_L = v_L + j i_{O1}$ módon. $Q = 1$ esetre a (3.3.15), (3.3.28) és (3.3.31) egyenleteket ide behelyettesítve [$v_O = \sin(t+\alpha)$]

$$\bar{f}_C = v_i - R e^{-jt} + t \bar{r}_1 - \frac{1}{2} v_O \quad (3.8.1)$$

$$\bar{f}_L = R e^{jt} - t \hat{r}_1 - \frac{1}{2} v_O \quad (3.8.2)$$

kifejezésekre jutunk, ahol

$$R = v_i + V_{cm} - \frac{1}{2} \sin \alpha \quad (3.8.3)$$

$$\bar{r}_1 = \frac{1}{2} e^{-j(t + \alpha)} \quad (3.8.4)$$

$\Omega \neq 1$ esetre a (3.3.30), (3.3.13) és (3.3.27) összefüggésekkel

$$\bar{f}_c = v_1 - \bar{R}_\Omega e^{-j\Omega t} + j \bar{r}_\Omega + D_1(1-\Omega)v_0 \quad (3.8.5)$$

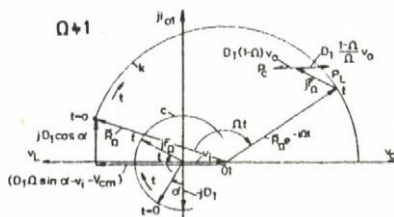
$$\bar{f}_L = \bar{R}_\Omega e^{j\Omega t} + j\hat{r}_\Omega + D_1 \frac{1-\Omega}{\Omega} v_0 \quad (3.8.6)$$

eredményre jutunk, ahol

$$\bar{R}_\Omega = v_1 + v_{cm} - D_1 \Omega \sin \alpha + j D_1 \cos \alpha \quad (3.8.7)$$

$$\bar{r}_\Omega = -2 D_1 \bar{r}_1 \quad (3.8.8)$$

A fázisgörbék szerkesztési módja az egyenletekből kiolvasható. A 3.8.1 ábra ezt külön be is mutatja az $\Omega \neq 1$ általános esetre. Az \bar{f}_c és \bar{f}_L fázisvektorok egyenletét összevetve kitűnik, hogy ha a v_L feszültségtengely pozitív irányát v_c -ével ellentétesre, balra mutatónak vesszük fel, és az origót az O_1 pontba eltoljuk, akkor az $i_{O1} \sim v_L$ koordinátarendszerben az \bar{f}_c fázisvektor helygörbéjének a szerkesztéséhez alkalmazott k és c körök felhasználhatók az \bar{f}_L fázisvektor helygörbéjének a szerkesztéséhez is. Az $i_{O1}(v_L)$ fázisgörbe egyik, pl. P_L pontjának a szerkesztésében a különbség a P_c ponthoz képest csupán annyi, hogy most a két kör helyvektorának az eredőjéhez a v_L feszültségtengely irányában, $\Omega \neq 1$ esetben $D_1[(1-\Omega)/\Omega]v_0 - t$, míg $\Omega = 1$ esetben $(-v_0/2) - t$ kell hozzáadni.

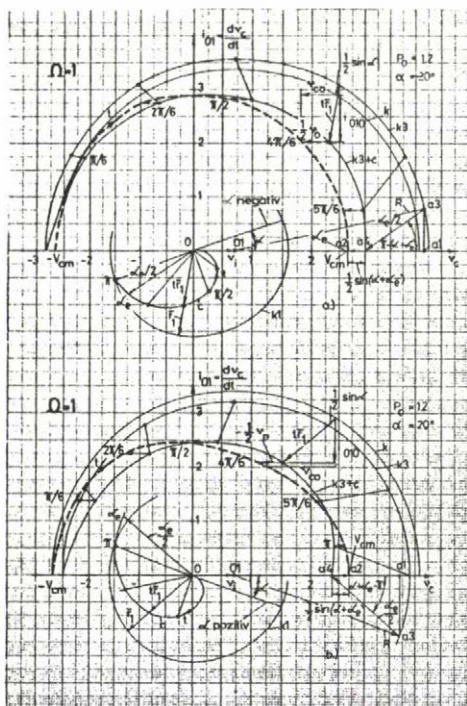


3.8.1 ábra

Fázisgörbe szerkesztés az általános esetben ($\alpha \neq 0, \Omega \neq 1$).

Az $\Omega = 1$ esetre a 3.8.2 a, ill. b ábra példaképpen a 3.6.12 ábra 1-es, ill. 12-es görbéihez tartozó fázisgörbe szerkesztését mutatja be. A \bar{tr}_1 tagnak megfelelő c jelű görbe α szögű elforgatása miatt $t = \pi$ környékén a \bar{tr}_1 vektorok áramösszetevője negatív α -kra negatív, pozitív α -kra pozitív. Ez magyarázza azt, hogy az i_{O1} áram a felvett példában negatív α szögre $t = \pi$ időpont előtt ($\alpha_e < \pi$), pozitív szögre $t = \pi$ időpont után ($\alpha_e > \pi$) alszik ki.

Általánosítva a példaként felvett esetet kijelenthető, hogy negatív gyújtásszögekre α_e mindig kisebb π -nél (vagy legfeljebb $\alpha_e = \pi$). Ez az állítás a szerkesztés elvéből következik. Ezzel szemben pozitív gyújtásszögeknel nem feltétlenül teljesül az $\alpha_e > \pi$ egyenlőtlenség, minthogy kis terheléseknél már a $t < \pi$ tartományban bekövetkezhet, hogy a \bar{tr}_1 vektor i_{O1} -et zérusra csökkenti le, akkor amikor \bar{tr}_1 ordinátája még negatív. A 3.6.1 ábra szerint, kis terheléseknél létezik egy pozitív gyújtásszög tartomány, amelyben rövid és hosszú



3.8.2 ábra

Fázisgörbe szerkesztése negatív (a ábra) és pozitív (b ábra) gyújtásszögekre

vezetési állapot egyaránt lehetséges. Az utóbbi esetben $(v_i + V_{cm})$ nagyobb, mint az elsőben és ezért itt már a \vec{tr}_1 vektor nem képes i_{o1} -et zérusra csökkenteni a $t < \pi$ tartományban, $\alpha_e > \pi$ lesz.

A $t = \alpha_e$ időpontban a \vec{tr}_1 vektor abszolút értéke $\alpha_e/2$, a $(-v_c)$ tengellyel bezárt szöge $[(\alpha_e + \alpha) - \pi]$. Ha $P_o \rightarrow \infty$, akkor $V_{cm} \rightarrow \infty$. Ilyenkor a \vec{tr}_1 vektor áramkomponense a $t = \alpha_e$ időpontban (ld. a 3.8.2 ábrában az $\overline{ala3}$ távolságot) egyre inkább egybeesik a k3 kör megfelelő szegmensével. Mint tudjuk, a $P_o = \infty$ határesetben $\alpha_e = \pi$. Most a k3 kör R sugarával, az ábra szerint egyenlő a $(V_{cm} - v_i + \overline{ala4} + \overline{a2a4})$ távolság, vagyis $v_i + V_{cm} - \frac{1}{2} \sin \alpha = V_{cm} - v_i + \frac{\pi}{2} \cos \alpha + \frac{1}{2} \sin(\pi + \alpha)$ és innen $P_o = \infty$ -re $v_i = \frac{\pi}{4} \cos \alpha$ adódik, ami az (A 3.3.11) alatt egyszer már felírt és más uton levezetett összefüggés.

3.9. Vizsgálat kis változásokra ($\Omega = 1$)

Az α_{e2} és az α_{e3} határgörbék közvetlen környezetében az egyik oldalon, statikus szempontból állandósult, periódikus üzemállapot kialakulása elméletileg lehetséges, míg a másik oldalon ilyen üzemállapot elméletileg sem lehetséges. Érdekes a kis változások módszerével is az állítást alátámasztani. Vizsgáljuk először a kritikus munkapont közvetlen környezetét. Tételezzük fel, hogy először $\alpha = \text{áll.}$, és α_e -t változtatjuk meg $\pm \Delta \alpha_e$ -vel, másodszer pedig megfordítva. A 3.4 Függelék szerint állandó α és változó α_e esetén $dV_{cm}/d\alpha_e = 0$ és $dv_i/d\alpha_e = 0$ [ld. (A 3.4.1) egyenletet], α_e kis megváltozásakor v_i és V_{cm} , tehát a P_o kimenőteljesítmény is, változatlan marad. A kritikus munkaponthoz tartozó fázisgörbét és szerkesztését mutató 3.11.1 ábrában a O1 és az a2 pontok helyben maradnak. Hasonlóképpen változatlan marad az $\overline{a2a4} = (1/2) |\sin(\alpha + \alpha_e)|$ távolság, minthogy $d\overline{a2a4}/d\alpha_e = (1/2) \cos(\alpha + \alpha_e) = 0$, lévén $(\alpha + \alpha_e) = 270^\circ$. A k3 körön az új kialakítási szöghöz, $(\alpha_e \pm \Delta \alpha_e)$ -hez tartozó pontból kiinduló, és $\frac{1}{2} (\alpha_e \pm \Delta \alpha_e)$ hosszúságú \vec{tr}_1 vektor végpontja tehát változatlanul az a4 pont.

A kritikus ponton átmenő $P_o = 0,765$ paraméterű görbe, az $\alpha_e \sim \alpha$ sikon a kritikus munkapontban az ordinátatengellyel párhuzamosan fut, hiszen állandó α és változó α_e esetén v_i , V_{cm} , és ezért P_o változatlan marad. Változtassuk α_e helyett a gyújtásszöget $\pm \Delta \alpha$ -val a kritikus munkapontban. Mint tudjuk, α növekedésekor lehetséges munkapontokhoz jutunk, míg α csökkenésekor olyan α , α_e értékpárok

adódnak ki, amelyekhez statikus állapot nem tartozik.

A 3.4 Függelék (A 3.4.5) és (A 3.4.6) egyenlete szerint V_{cm} és v_i egyaránt megváltoznak $\Delta\alpha$ megváltozásakor mégpedig α növekedésekor V_{cm} megnő, v_i lecsökken, de V_{cm} növekedése nagyobb, mint v_i csökkenése. Mind a két változás azt eredményezi, hogy a $v_i - V_{cm}$ eltolt kondenzátorfeszültség az áramkialvás időpontjában abszolút értékben a v_o feszültség egységnyi amplitudójánál nagyobb lesz, vagyis a $t = \alpha_e + \Delta\alpha$ időpontban

$$v_L(\alpha_e + \Delta\alpha) = v_i - V_{cm} + 1 + \frac{dv_i}{d\alpha} \Delta\alpha - \frac{dV_{cm}}{d\alpha} \Delta\alpha = \left(\frac{dv_i}{d\alpha} - \frac{dV_{cm}}{d\alpha} \right) \Delta\alpha < 0 \quad (3.9.1)$$

minthogy a kritikus munkapontban $v_i - V_{cm} + 1 = 0$.

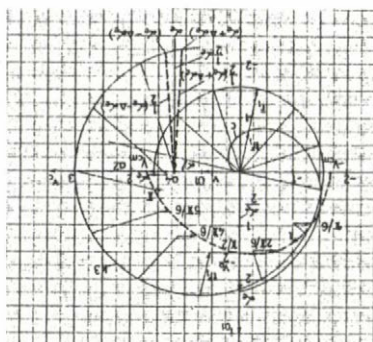
(A 3.4.5) - és (A 3.4.6)-ból

$$v_L(\alpha_e + \Delta\alpha) = \left(\frac{di_{o1}}{dt} \right)_{\alpha_e + \Delta\alpha} = - \frac{\alpha_e}{2} \Delta\alpha \quad (3.9.2)$$

vagyis a kialvási időpontban az áram meredeksége negatív.

$\Delta\alpha \geq 0$ esetre elvi, minőségi képet mutat a jellegzetes mennyiségekről a

3.9.2 a ábra. Folytonos, ill. szaggatott vonallal rajzoltuk fel a kiindulási, ill. végállapotban az i_{o1} áramot és az eltolt kondenzátorfeszültség $t = \alpha_e$ körüli szakaszát. A végállapothoz tartozó $i'_{o1}(t)$ görbétől visszakaphatjuk az eredeti $i_{o1}(t)$ áramgörbét a



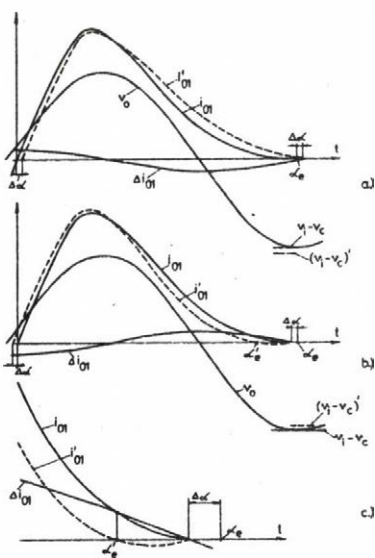
3.9.1 ábra

Fázisgörbe a kritikus munkapontra

következőképpen: tegyük fel, hogy az $(\alpha + \Delta\alpha)$ gyújtásszöghöz tartozó periódikus, állandósult állapot már beállt. A bemenőfeszültség $(dv_i/d\alpha)\Delta\alpha$ -val kisebb, a kondenzátorfeszültség-amplitudó $(dV_{cm}/d\alpha)\Delta\alpha$ -val nagyobb, mint amekkora a kiindulási állapot volt. Gondolatban működtessünk az áramkörre a $t = \alpha_e + \Delta\alpha$ időpontban $\Delta v = [-(dV_{cm}/d\alpha)\Delta\alpha - (dv_i/d\alpha)\Delta\alpha]$ negatív feszültséget, és határozzuk meg egyedül a Δv feszültségnek a hatására a soros rezgőkörben negatív t irányban kialakuló Δi_{o1} szuperpozíciós áramkomponenst. Azért kapcsoljuk be Δv -t a $t = \alpha_e + \Delta\alpha$ időpontban, mert itt i_{o1} és i'_{o1} egyaránt zérus. (A $t = \alpha_e + \Delta\alpha$ időpontban Δv feszültség megfelelő komponenseit v_c - és v_i -hez hozzáadva a kiindulási állapot feszültségeit állítjuk helyre.) A $t = \alpha_e + \Delta\alpha$ időpontban ugrásszerűen fellépő Δv feszültség negatív irányban induló szinuszos áramot hoz létre, amelynek az amplitudója $\Delta v / \sqrt{L_s/C_s}$. Az eredeti i_{o1} áramot Δi_{o1} és i'_{o1} összege szolgáltatja, vagy megfordítva: a $\Delta\alpha$ gyújtásszögváltozás után kialakult végállapotban i_{o1} mellett még $-\Delta i_{o1}$ áramkomponens is folyik a körben, és ennek az utóbbinak a hatására lép fel a $(dV_{cm}/d\alpha)\Delta\alpha$ kondenzátorfeszültség-amplitudónövekedés, feltéve, hogy α_e változatlan értéken tartása miatt $\Delta\alpha$ változással együtt még v_i -t is lecsökkentjük $(dv_i/d\alpha)\Delta\alpha$ értékkel. A $t=0$ időpont

környékén $\Delta i_{01} > 0$, és ezért i'_{01} -hez képest i_{01} gyújtásszöge csökken, vagyis negatív Δv feszültséghez $\Delta \alpha > 0$ gyújtásszögváltozás tartozik.

$\Delta \alpha$ változáshoz akkor tartozik periodikus, állandósult állapot, ha az i'_{01} áram deriváltja a kialakási időpontban negatív, és az áram első zérusátmenete a $t = \alpha_e + \Delta \alpha$ időpontra esik. Mint láttuk, $\Delta \alpha > 0$ esetén az első feltétel teljesül [ld. (3.9.1) és (3.9.2) egyenletet] és a második is teljesül, mivel az i_{01} áram maximumától kezdve a $t = (\alpha_e + \Delta \alpha)$ időpontig a v_L induktivitásra jutó feszültség pillanatértéke mindig negatív, hiszen pl. az eltolt kondenzátorfeszültség-görbe ebben az időszakban mindig a v_0 feszültség alatt marad.



3.9.2 ábra

Elvi ábra a kritikus munkapontbani változás hatásának a magyarázatához az idősíkon

$\Delta \alpha \leq 0$ esetre vonatkozó minőségi képet mutat be a 3.9.2 b ábra a jellegzetes mennyiségek időbeli lefolyásáról. $\Delta \alpha$ előjelváltása miatt V_{cm} és v_i megváltozása is, továbbá Δv és Δi_{01} is előjelet vált. Lévéen most a $t=0$ időpont környékén $\Delta i_{01} < 0$, ezért i'_{01} -hez képest i_{01} gyújtásszöge nő, vagyis pozitív Δv feszültséghez valóban $\Delta \alpha < 0$ gyújtásszögváltozás tartozik.

Most a periodikus, állandósult állapot kialakulásának fent említett két feltétele közül egyik sem teljesül. A $t = \alpha_e + \Delta \alpha$ kialakási időpontban az eltolt kondenzátorfeszültség-görbe v_0 görbe felett van, $v_L(\alpha_e + \Delta \alpha) > 0$ [ld. a (3.9.1) és (3.9.2) egyenletet és a 3.9.2 b ábrát]. Az $i'_{01}(t)$ áram első zérusátmenete a $t = \alpha'_e < (\alpha_e + \Delta \alpha)$ időpontra esik. (A kialakás körüli viszonyok világosabb ábrázolása érdekében a $t = \alpha_e$ környékét a 3.9.2 c ábrában kinagyítottuk.)

A fenti gondolatmenet az időtartományban igazolta, hogy a kritikus munkapontból egyrészt a növekvő gyújtásszög irányában kimozdulva a periodikus, állandósult üzemállapot kialakulása valóban lehetséges, másrészt a csökkenő gyújtásszög irányában elmenve lehetséges, statikus üzemállapot nem létezik. ($\alpha_e =$ áll.).

Térjünk át az α_{e2} határgörbe közvetlen környezetének vizsgálatára. (A 3.4.1) szerint nemcsak a kritikus munkapontban, de a teljes α_{e2} határgörbe mentén fennállnak a

$$\frac{dv_{cm}}{d\alpha_e} = 0; \quad \frac{dv_i}{d\alpha_e} = 0 \quad \text{és} \quad \frac{dR}{d\alpha_e} = 0 \quad (3.9.3)$$

egyenletek.

Az áramkialvási időpontban $v_L(\alpha_e) = v_i - V_{cm} - v_o$. $\alpha = \text{áll.}$ α_e kis változása esetén az i_{ol} árammeredekség a $t = \alpha_{e2} + \Delta\alpha_e$ időpontban

$$v_L(\alpha_{e2} + \Delta\alpha_e) = \left[\frac{di_{ol}}{dt} \right]_{(\alpha_{e2} + \Delta\alpha_e)} = - \frac{dv_o}{dt} \Delta\alpha_e \quad (3.9.4)$$

vagyis

$$v_L(\alpha_{e2} + \Delta\alpha_e) = - [\cos(\alpha + \alpha_{e2})] \Delta\alpha_e \quad (3.9.5)$$

$\cos(\alpha + \alpha_{e2}) \leq 0$ egyenlőtlenség a teljes α_{e2} határgörbe mentén teljesül (3.6.1 ábra). Ezért α_e csökkenésekor ($\Delta\alpha_e < 0$), az i_{ol} áram kialvási meredeksége negatív, periodikus, állandósult üzemállapot lehetséges; míg α_e növekedésekor ($\Delta\alpha_e > 0$), az i_{ol} áram kialvási meredeksége pozitív, állandósult üzemállapot az α_{e2} határgörbe ezen oldalán, ill. ennek közvetlen környezetében nem alakulhat ki.

$\Delta\alpha_e$ változásra V_{cm} és v_i állandók maradnak, ezért az $\alpha_e \sim \alpha$ sikon a $P_o = \text{áll.}$ görbék az α_{e2} határgörbébe az ordinátatengellyel párhuzamosan futnak be. Itt szeretnénk megjegyezni, hogy az α_{e2} határgörbe közvetlen környezetének a vizsgálata csak elvi jelentőségű, mivel a határgörbe mentén $t_{off} = 0$ és így az inverter munkapontja a gyakorlatban sohasem érheti el ezt a határgörbét.

Végül vizsgáljuk az α_{e3} határgörbe közvetlen környezetét. Mint tudjuk, az α_{e3} határgörbe mentén az i_{ol} áramnak három szélső értéke van, ezek közül az α_{ee} időpontban fellépő minimum pontban i_{ol} éppen érinti az időtengelyt, $v_L(\alpha_{ee}) = 0$ [ld. 3.6.4 ábra 22. képét]. Az $\alpha_e \sim \alpha$ sikon az α_{e3} határgörbe felett periódikus, állandósult üzemállapot lehetséges, alatta nem (ld. a 3.6.1 ábrát). Igazoljuk ezt a korábbi eredményünket a kis változások módszerével.

A meggondolásaink során α értékét rögzítettnek tekintjük és a vizsgálatot α_e elemi megváltozására végezzük. Az i_{ol} áram meredeksége az α_{ee} pontban zérus. A zérus árammeredekségű időpont az α_e áramvezetési szög $\Delta\alpha_e$ változása után: $\alpha_{ee} + \Delta\alpha_{ee}$. Határozzuk meg, hogy a $\Delta\alpha_e$ változás utáni zérus árammeredekségű pontban a i_{ol} áramváltozás pozitív, vagy negatív irányu-e. Az első esetben az α_e áramvezetés csak az elemi $\Delta\alpha_e$ -vel változik meg, ez egy lehetséges üzemállapot. A másodikban azonban az i_{ol} áramgörbe még a zérus meredekségű időpont előtt metszi a t tengelyt, és a zérus meredekségű pontban negatív értékű. Az áramvezetési szög ugrásszerűen változik, vagyis nem teljesül a kiindulási feltételezés, miszerint α_e csak az elemi $\Delta\alpha_e$ -vel változik meg. Statikus üzemállapot az α_{e3} görbének ezen az oldalán nem lehetséges.

(3.3.28) alapján kis változásokra

$$v_L(\alpha_{ee} + \Delta\alpha_{ee}) = -\frac{1}{2} \left[-\sin\alpha_{ee} \sin\alpha \frac{d\alpha_{ee}}{d\alpha_e} + 2\cos(\alpha + \alpha_{ee}) \frac{d\alpha_{ee}}{d\alpha_e} - \alpha_{ee} \sin(\alpha + \alpha_{ee}) \frac{d\alpha_{ee}}{d\alpha_e} \right] + \frac{d(V_{cm} + v_i)}{d\alpha_e} \cos\alpha_{ee} - (V_{cm} + v_i) \sin\alpha_{ee} \frac{d\alpha_{ee}}{d\alpha_e} = 0$$

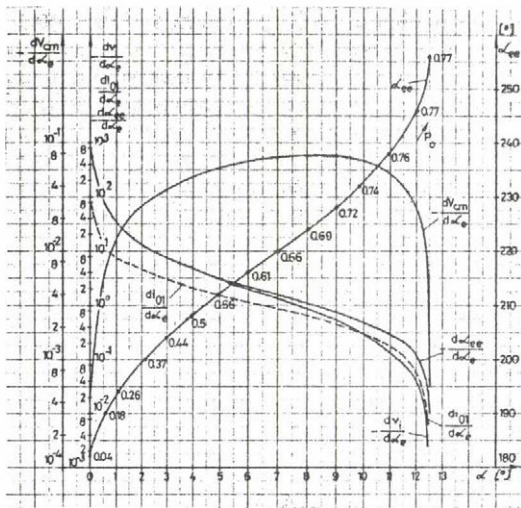
ahonnan

$$\frac{d\alpha_{ee}}{d\alpha_e} = \frac{\cos\alpha_{ee}}{R\sin\alpha_{ee} + \cos(\alpha + \alpha_{ee}) - \frac{1}{2}\alpha_{ee} \sin(\alpha + \alpha_{ee})} \frac{d(V_{cm} + v_i)}{d\alpha_e} \quad (3.9.6)$$

Az i_{ol} áram α_e szerinti deriváltja (3.3.15) alapján az $(\alpha_{ee} + \Delta\alpha_{ee})$ helyen

$$\left(\frac{di_{ol}}{d\alpha_e} \right)_{(\alpha_{ee} + \Delta\alpha_{ee})} = \left[R\cos\alpha_{ee} - \frac{1}{2}\sin(\alpha + \alpha_{ee}) - \frac{\alpha_{ee}}{2} \cos(\alpha + \alpha_{ee}) \right] \frac{d\alpha_{ee}}{d\alpha_e} + (\sin\alpha_{ee}) \frac{d(V_{cm} + v_i)}{d\alpha_e} \quad (3.9.7)$$

$\frac{di_{ol}}{d\alpha_e}$ értékét az utolsó két egyenlet alapján számítottuk ki az α_{e3} határgörbe mentén. Az eredményt a 3.9.3 ábra közli. A differenciálhányados értéke a teljes α_{e3} határgörbe mentén pozitív, értéke $\alpha_e = 360^\circ$ -tól a kritikus pont felé haladva folyamatosan zérusra csökken.



3.9.3 ábra

Néhány derivált és az α_{ee} szög

változása α függvényében

ken; hasonlóképpen V_{cm} , v_i és ezért P_o , hiszen a deriváltak negatívak (ld. még a 3.6.6 ábrát). Az α_{e2} határgörbével ellentétben most a $P_o = \text{áll.}$ görbék nem az ordinátatengellyel párhuzamosan érkeznek a határgörbére az $\alpha_e \sim \alpha$ sikon.

Eszerint $\Delta\alpha_e > 0$ esetén az áramminimum helyén i_{ol} pozitív irányban változik, periodikus, állandósult üzemállapot kialakulhat, míg $\Delta\alpha_e < 0$ esetén a helyzet éppen fordított. A kapott eredmény megerősíti az α_{e3} határgörbével kapcsolatban korábban előadottakat. Ugyanez kikövetkeztethető még a 3.9.2 ábrával kapcsolatban bemutatott gondolatmenethez hasonló módon is.

Ugyancsak a 3.9.3 ábrában rajzoltuk fel a (3.9.6), (A 3.0.11) és (A 3.0.12) egyenletek alapján kiszámított $d\alpha_{ee}/d\alpha_e$, $dV_{cm}/d\alpha_e$ és $dv_i/d\alpha_e$ differenciálhányadosok, továbbá az $\alpha_{ee}(\alpha)$ függvény α_{e3} határgörbe menti változást. Állandó α -nál α_e növekedésével α_{ee} csökken;

3.10 Állandó bemenőfeszültséghez tartozó gyújtásszög ($\Omega \neq 1$)

Minden Ω -ra található egy gyújtásszög, amelynél az α_e áramvezetési szög és a v_1 bemenőfeszültség a P_0 teljesítménytől független, állandó érték, a 2. és 3. üzemmód határához tartozó kimenőteljesítmény értékeknél nagyobb P_0 teljesítményekre. $\Omega = 1$ esetben $\alpha = 0$ ez a gyújtásszög.

Írjuk fel ismét a (3.3.13) kifejezés alapján az $i_o(t)$ áram egyenletét az előzőtől kissé eltérő alakban.

$$i_{o1}(t) = D_1 [\cos \alpha \cos \Omega t - \cos(t + \alpha)] - [\Omega D_1 \sin \alpha + v_{cb}(0)] \sin \Omega t \quad (3.10.1)$$

Látszik, hogy a $t = \pi/\Omega$ időpontban

$$i_{o1}\left(\frac{\pi}{\Omega}\right) = -D_1 [\cos \alpha + \cos\left(\frac{\pi}{\Omega} + \alpha\right)] \quad (3.10.2)$$

s így akármelyik rögzített α gyújtásszögnél a P_0 kimenőteljesítménytől függetlenül valamennyi $i_{o1}(t)$ áramgörbe átmegy a (3.10.2) egyenlet által megadott $i_{o1}(\pi/\Omega)$ ponton, hiszen P_0 változása csak $v_{cb}(0)$ -t módosítja.

Létezik egy α gyújtásszög, amelynél

$$i_{o1}\left(\frac{\pi}{\Omega}\right) = 0 \text{ és}$$

$$\alpha_e = \pi/\Omega \quad (3.10.3)$$

Ez a gyújtásszög (3.10.2)-ből

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{1 + \cos(\pi/\Omega)}{\sin(\pi/\Omega)} = \frac{\sin(\pi/\Omega)}{1 - \cos(\pi/\Omega)} = \cotg\left(\frac{\pi}{2\Omega}\right) \quad (3.10.4)$$

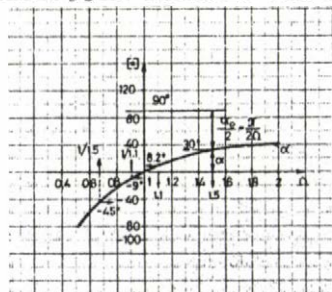
ami még ($\alpha_e = \pi/\Omega$)

$$\operatorname{tg} \alpha \operatorname{tg} \frac{\alpha_e}{2} = 1 \quad (3.10.4 \text{ a})$$

alakban is átírható. Az utóbbi egyenlet az

$$\alpha + \frac{\alpha_e}{2} = \frac{\pi}{2} \quad (3.10.4 \text{ b})$$

összefüggés teljesülése esetén áll fenn. Ω függvényében α és α_e változását a 3.10.1 ábra mutatja. Az alábbiakban a (3.10.4) egyenlet által megadott α gyújtásszöggel üzemelő inverterre vonatkozó vizsgálatot végezzük el.



3.10.1 ábra

Az állandó bemenőfeszültséghez tartozó gyújtásszög és a v_1 bemenőfeszültség változása Ω függvényében

$\alpha_e = \pi/\Omega$ eset: Helyettesítsük a v_c kondenzátorfeszültség (3.3.30) alatt megadott kifejezésébe a $t = \alpha_e = \pi/\Omega$ értéket és vegyük figyelembe, hogy $v_c = v_{cm}$. Kifejezve innen v_1 -t

$$v_1 = \frac{D_1 \Omega}{2} [\sin(\alpha + \frac{\pi}{\Omega}) + \sin \alpha] \quad (3.10.5)$$

vagy (3.10.4) figyelembevételével

$$v_1 = D_1 \Omega \sin \alpha = D_1 \Omega \frac{\operatorname{tg} \alpha}{\sqrt{1 + \operatorname{tg}^2 \alpha}} \quad (3.10.6)$$

(3.10.6) átírható a

$$v_1 = \frac{D_1 \Omega}{\sqrt{2}} \sqrt{1 + \cos(\pi/\Omega)} \quad (3.10.6 \text{ a})$$

alakba. A v_1 bemenőfeszültség értéke a P_o változása ellenére állandó marad, feltéve, hogy az $\alpha \leq t \leq \pi/\Omega$ időszakaszban $i_{ol}(t) \approx 0$, vagyis a vezetési szög valóban $\alpha_e = \pi/\Omega$. Ennek az üzemállapotnak a $P_o = \infty$ határesetét a 3.3 Függelék tárgyalja. Az ott levezetett (A 3.3.9), (A 3.3.13) és (A 3.3.12) képletek rendre megegyeznek a (3.10.3), (3.10.4) és (3.10.5) kifejezésekkel. Ez az üzemállapot megfelel az $\Omega = 1$ esetben $\alpha = 0^\circ$ gyújtásszögre kapott üzemállapotok közül annak, amelynél, $P_o > \pi/8$ esetben, P_o változása ellenére $\alpha_e = \pi$ és $v_1 = \pi/4$ maradt (3.5 pont).

[Könnyű megmutatni, hogy $\alpha = 0$ és $\Omega \rightarrow 1$ határesetben a (3.10.5) kifejezés $v_1 = \pi/4$ -be megy át. Ugyanis $\sin(\alpha + \frac{\pi}{\Omega}) = \sin(x + \pi) - t$ $x = 0$ körüli Taylor sorának első tagjával helyettesítve $\sin(x + \pi) \approx -x$. [Itt $x = (\pi/\Omega) - \pi$, mert $\alpha \rightarrow 0$]. Ezt (3.10.5)-be helyettesítve $v_1 \approx \frac{\Omega^2}{(1+\Omega)(1-\Omega)} \cdot \frac{\pi}{2} \frac{1-\Omega}{\Omega}$, $\Omega=1$ -et helyettesítve v_1 -re valóban $(\pi/4)$ -et kapunk].

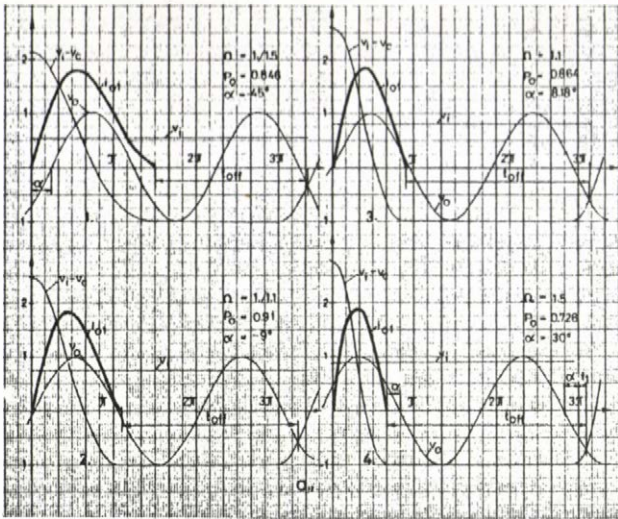
Az 1. és 2. üzemmód határán $V_{cm} = 1 + v_1$ és ezzel

$$P_o = \frac{2}{\pi \Omega} v_1 (1 + v_1) = \frac{2D_1}{\pi} (1 + D_1 \Omega \sin \alpha) \sin \alpha \quad (3.10.7)$$

vagy

$$P_o = \frac{\sqrt{2}}{\pi} D_1 [\sqrt{1 + \cos(\pi/\Omega)} + \frac{D_1 \Omega}{\sqrt{2}} (1 + \cos \frac{\pi}{\Omega})] \quad (3.10.7 \text{ a})$$

A 3.10.2 ábrában az inverter néhány változójának a számított és léptékhelyesen felrajzolt időfüggvénye látható négy különböző Ω értékre és a (3.10.4) egyenletben megadott gyújtásszögre. Az a ábra négy képe az 1. és 2. üzemmód határára vonatkozik. A b ábra négy képében az inverter abban a határesetben van, amelyikben az i_{ol} áram a $t = \pi/\Omega$ időpontban éppen zérus érintővel alszik ki, $v_L(\pi/\Omega) = 0$. Ehhez az üzemállapothoz tartozó P_o -nál nagyobb kimenőteljesítményekre $\alpha_e = \pi/\Omega$, míg a kisebb kimenőteljesítményekre $\alpha_e < \pi/\Omega$. A c ábra négy képe erre az utóbbi esetre vonatkozik.



3.10.2 ábra

Időfüggvények az 1. és 2. üzemmód határán (a. ábra), a $v_L(\alpha_e) = 0$ határhelyzetben (b. ábra) és $\alpha_e \leq \pi/\Omega$ tartományban (c. ábra)

A 3.10.2 a ábra 4. képe szerint a szabaddáválási idő az 1. üzemmódban

$$t_{\text{off}} = 2(\pi + \alpha) + t_1 \quad (3.10.8 \text{ a})$$

míg a 2. vagy 3. üzemmódban $\alpha_e = \pi/\Omega$ esetben

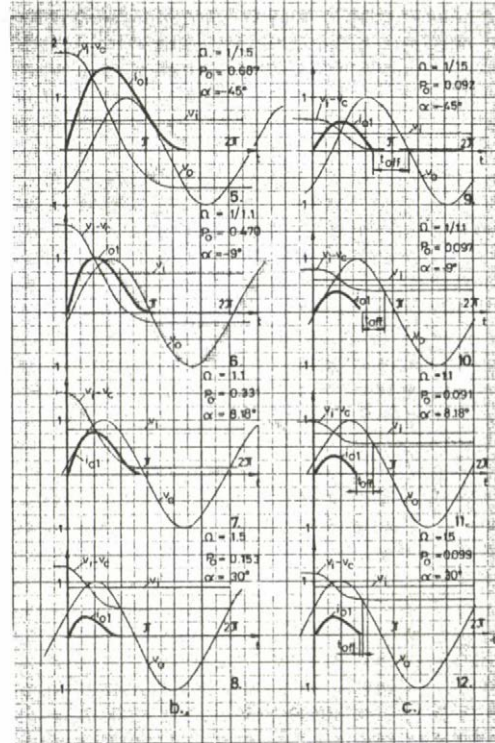
$$t_{\text{off}} = \alpha + \arcsin(v_{\text{cm}} - v_1) \quad (3.10.8 \text{ b})$$

Innen, $\alpha = 0$ helyettesítésével visszakapjuk a (3.5.10) alatti kifejezéseket.

V_{cm} értéke a vizsgált α szögre (A 3.0.5 a)-ból nem számítható, mivel itt ilyenkor zérusszor végtelen szorzat szerepel. V_{cm} -et v_1 és P_0 ismeretében a (3.3.6) összefüggésből kell meghatározni.

A vezetési szög $\alpha_e = \pi/\Omega$ marad mindaddig, amíg az áram kialakítási meredeksége negatív, vagy zérus, vagyis amíg $v_L(\pi/\Omega) = 0$. A $v_L(\pi/\Omega) = 0$ határesethez tartozó V_{cm} feszültség (3.3.27)-ből $V_{\text{cm}} = -v_1 + \frac{D_1}{\Omega} \sin(\frac{\pi}{\Omega} + \alpha) + D_1 \Omega \sin \alpha$. Az utolsó tag v_1 -vel lévén egyenlő

$$V_{\text{cm}} = \frac{D_1}{\Omega} \sin \alpha (\cos \frac{\pi}{\Omega} + \frac{\cos \alpha}{\sin \alpha} \sin \frac{\pi}{\Omega}) = \frac{D_1}{\Omega} \sin \alpha = \frac{v_1}{2} \quad (3.10.9)$$



hiszen (3.10.4) szerint $(\cos \frac{\pi}{\Omega} + \cot g \alpha \sin \frac{\pi}{\Omega}) = 1$, és a kimenőteljesítmény (3.3.6)-ból

$$P_O = \frac{2}{\pi \Omega} v_i^2 = \frac{2}{\pi \Omega} D_1^2 \sin^2 \alpha \quad (3.10.10)$$

[$\Omega = 1$ -re a $v_L(\pi/\Omega) = 0$ határesetben $v_i = \pi/4$ és $V_{cm} = \pi/4$. A $P_O = (2/\pi\Omega)v_i V_{cm}$ képlettel $P_O = \pi/8$. Kimutatható ez (3.10.4)-ből is, mivel

$$\sin^2 \alpha = \frac{tg^2 \alpha}{1+tg^2 \alpha} = \frac{\sin^2 \pi/\Omega}{(1-\cos \pi/\Omega)^2 + \sin^2 \pi/\Omega} = \frac{1}{2} \frac{\sin^2 \pi/\Omega}{1-\cos \pi/\Omega}$$

Most $[1-\cos(\pi/\Omega)] = 2$ és $\sin x = \sin(\frac{\pi}{\Omega} - \pi)$ zérus körüli Taylor sorából $\sin x = -\sin \frac{\pi}{\Omega} \approx x$, vagyis

$$\sin^2 \alpha = \frac{\pi^2}{4} \frac{(\Omega-1)^2}{\Omega^2}, \text{ amit (3.10.10)-be visszahelyettesítve } \Omega = 1\text{-re } P_O = \pi/8 \text{ adódik ki.}]$$

A $v_L(\pi/\Omega) = 0$ határesetben $t_{off} = 0$ (3.10.2 b ábra), azonban ellentétben az $\Omega = 1$ esettel, $V_{cm} \neq v_i$, hanem $\Omega < 1$ értékekre $v_i < V_{cm}$, az inverter 2. üzemmódban van, és $\Omega > 1$ -re $v_i > V_{cm}$, az inverter 3. üzemmódban dolgozik. V_{cm} a 3.10.2b ábrából

$$V_{cm} = v_i - \sin(\alpha + \alpha_e) \quad (3.10.11)$$

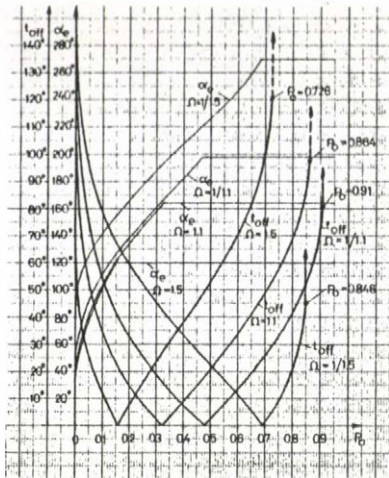
ami természetesen (3.10.9)-cel azonos. Itt

$$\sin(\alpha + \alpha_e) = v_i \frac{\Omega^2 - 1}{\Omega^2} = \sin \alpha \quad (3.10.12)$$

Az utolsó összefüggés a 3.10.2 a és b ábrából is leolvasható és a (3.10.4 b) egyenletben már megfogalmazott $\alpha_e = \pi - 2\alpha$ szimmetriát fejezi ki. Amennyivel késik (siet) a gyújtásszög v_o pozitív meredekségű zérus átmenetéhez képest, ugyanennyivel siet (késik) az i_{o1} áram kialvási időpontja a v_o feszültség gyújtást követő első, negatív meredekségű zérusátmenetéhez viszonyítva. Ez a szimmetria a (3.10.10) képlettel megadott kimenőteljesítménynél nagyobb valamennyi P_O teljesítményre megmarad.

$\alpha_e < \pi/\Omega$ eset: A kimenőteljesítményt a $v_L(\pi/\Omega) = 0$ értékhez tartozó P_O érték alá csökkentve $V_{cm} < (D_1/\Omega) \sin \alpha$. Az i_{o1} áram (3.10.1) alatti kifejezésének jobb oldalán az első szögletes zárójelbe tett tag változatlan marad, míg a második tag V_{cm} csökkenése miatt lecsökken, az i_{o1} áram meredeksége a $t = \pi/\Omega$ időpontban pozitívvá válik. Ez azt jelenti, hogy az áram kialvási időpontja balra tolódott, $\alpha_e < \pi/\Omega$. Most már a P_O teljesítmény változásával α_e és v_i is változnak. V_{cm} és v_i értékét a $0 \leq \alpha_e \leq \pi/\Omega$ tartományban változó α_e szögekre az (A 3.0.5 a) és az (A 3.0.6 a) képletekből lehet kiszámítani. A tirisztor szabaddáválási ideje a $0 \leq \alpha_e \leq \pi/\Omega$ vezetési szögekre (3.10.2 c ábra)

$$t_{\text{off}} = \pi - \alpha_e - \alpha - \arcsin(v_i - V_{\text{cm}}) \quad (3.10.13)$$

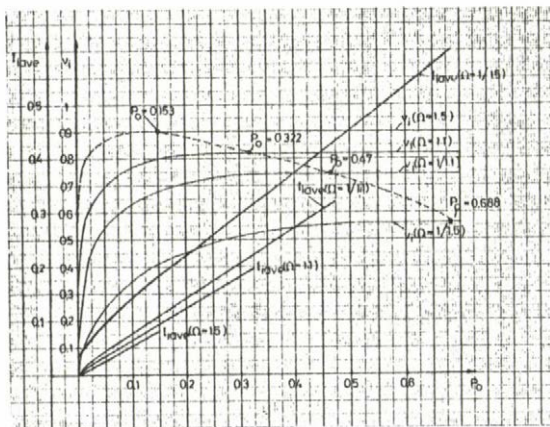


3.10.3 ábra

A szabaddáválási idő (t_{off}) és a vezetési idő (α_e) változása a P_o kimenőteljesítmény függvényében

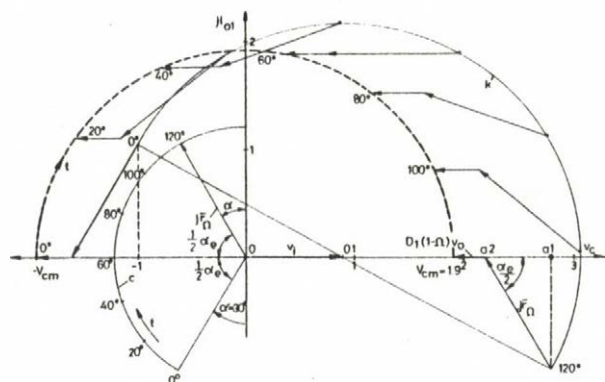
Az előadottak szerint számítottuk ki az α_e vezetési szög és a t_{off} szabaddáválási idő változását P_o függvényében, továbbá a $v_i(P_o)$ és $I_{i,\text{ave}}(P_o)$ függvényeket. Az eredményeket a 3.10.3 és 3.10.4 ábrák mutatják. [V.ö. e két ábrát az $\Omega = 1$ -re felrajzolt 3.5.2 és 3.5.3 ábrákkal]. Az ábrák a 3.10.2 ábrában is felvett négyféle Ω értékre adják meg az inverterváltozók függvényét a (3.10.4) egyenletben meghatározott α értékre. A függvények jellege megegyezik az $\Omega = 1$ -es esetével. $I_{i,\text{ave}}$ -ből V_{cm} is számítható (3.2.6) szerint. A 3.10.4 ábra $I_{i,\text{ave}}$ értékét csak az $\alpha_e < \pi/\Omega$ esetre mutatja, $\alpha_e = \pi/\Omega$ esetén $v_i = \text{áll.}$ és így V_{cm} és $I_{i,\text{ave}}$ lineárisan változnak P_o -val.

Példaként a 3.10.5 ábrában megszerkesztettük a $v_c(i_{o1})$ fázisgörbét $\Omega = 1.5$ -re, a (3.10.4) egyenletből kiadódó $\alpha = 30^\circ$ -os gyújtásszögre, és a $V_{\text{cm}} = 1 + v_i$ határesetre.



3.10.4 ábra

A v_i bemenőfeszültség és az $I_{i,\text{ave}}$ bemenőáram átlagérték változása a P_o kimenőteljesítmény függvényében



3.10.5 ábra

Fázisgörbe a $V_{\text{cm}} = 1 + v_i$ határesetre ($\alpha = 30^\circ$, $\Omega = 1.5$)

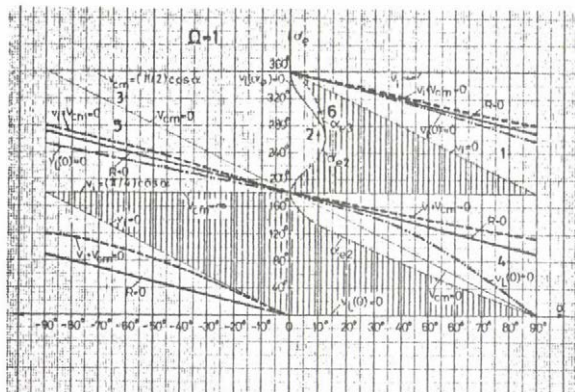
A fázisgörbéből most is kimutatható, hogy a bemenőfeszültség állandó marad a P_o , vagyis a V_{cm} változása ellenére a (3.10.4) alatti gyújtásszögekre. A 3.10.5 ábra $\overline{Oa1}$ távolságát írjuk fel kétféleképpen: először $\overline{Oa1} = v_i + \overline{Oa1} = v_i - (D_1 \Omega \sin \alpha - v_i - V_{\text{cm}})$. Másodszor $\overline{Oa1} = V_{\text{cm}} - D_1(1 - \Omega)v_o + \overline{a1a2} = V_{\text{cm}} - D_1(1 - \Omega)v_o + D_1 \cos \frac{\alpha_e}{2}$. A jobb oldalak egyenlőségéből kapott egyenletben V_{cm} -mel egyszerűsíteni lehet. v_i a terheléstől független, amíg $\overline{a1a2} = D_1 \cos \frac{\alpha_e}{2}$, vagyis amíg a (3.10.4 b) egyenlet által kifejezett $\alpha_e = \pi - 2\alpha$ szimmetria összefüggés fennáll. Az utolsó két egyenletből $v_i = D_1 \Omega \sin \alpha$.

3.11 $\alpha_e \sim \alpha$ sík vizsgálata

Tetszőleges α , α_e értékpárhoz V_{cm} és v_i értéke (A 3.0.5)- és (A 3.0.6)-ból közvetlenül kiszámítható. Meghatározható V_{cm} és v_i az $i_{ol}(v_c)$ fázisgörbe megszerkesztésével is. A szerkesztési eljárás V_{cm} és v_i értékén kívül sok más adatot is szolgáltat. Egyebek között a fázisgörbéből az is kiolvasható, hogy a felvett α , α_e értékpárhoz tartozik-e periodikus, statikus üzemállapot vagy sem.

Az \bar{f}_c fázisvektor (3.8.1), ill. (3.8.5) egyenlete szerint a v_i -vel eltoltt fázisgörbe megszerkesztéséhez nem szükséges külön-külön ismerni v_i -t és V_{cm} -et, elegendő ha csak a kettő összegét ($v_i + V_{cm}$)-et számítjuk ki, amely utóbbi az $i_{ol}(\alpha_e) = 0$ egyenlethől egyszerűen megkapható. Az $(\bar{f}_c - v_i)$ fázisgörbe a v_c tengelyt a $t=0$ és a $t=\alpha_e$ pontban metszi. A két metszéspont közötti távolságot felezve megkapjuk a fázisgörbe koordinátatengelyének az O origóját és V_{cm} -et. Az O origó és az $R e^{-jt}$, ill. $\bar{R}_\Omega e^{-j\Omega t}$ kör középpontja közötti \overline{OO} távolság v_i -t szolgáltatja.

Az eljárás segítségével eldönthető, hogy az $\alpha_e \sim \alpha$ síkon, a $-\pi/2 \leq \alpha \leq \pi/2$ és $0 \leq \alpha_e \leq 2\pi/\Omega$ tartományban, az egyes pontokhoz lehetséges üzemállapotok tartoznak-e, vagy sem, ill. milyen feltételek mellett valósítható meg statikus üzemállapot a kérdéses munkapontban. Mielőtt az eljárást néhány $\alpha \sim \alpha_e$ pontban bemutatjuk, tegyük részletesebb vizsgálat tárgyává az $\alpha_e \sim \alpha$ síkot.



3.11.1 ábra

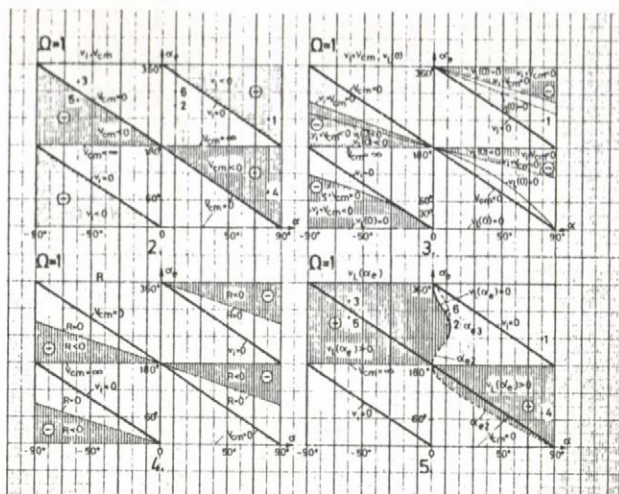
Inverterüzemi tartományon kívüli határgörbék az $\alpha_e \sim \alpha$ síkon

a 3.11.5 ábra azokat a területeket ábrázolja, ahol $v_L(\alpha_e)$ pozitív. A 3.11.1 ábra határgörbéi a 3.11.2...3.11.5 ábrák vonalkázott területének a szélén egy-egy határvonalat képviselnek.

Az $\alpha_e \sim \alpha$ síknak azokon a területein, amelyeken v_i , vagy V_{cm} negatív, normál inverterüzem nem lehetséges. Válaszoljunk arra a kérdésre, hogy a normál inverterüzemi tartományon és a $v_i < 0$ és $V_{cm} < 0$ tartományon kívül visszamaradó

$\Omega = 1$ eset: A 3.11.1 ábrán néhány értékes tájékoztatást adó határgörbét tüntettünk fel. A tirisztoros inverter normál üzemi tartományát az ábra vonalkázott területe adja.

Az ábrában feltüntettük a $v_i + V_{cm} = 0$, $R=0$, $v_L(0) = 0$ és $v_L(\alpha_e) = 0$ határgörbét is, amelyet egyszerű, itt nem részletezett számítógépes program határozott meg. A 3.11.2, 3.11.3 és 3.11.4 ábra bemutatja az $\alpha_e \sim \alpha$ síkon azokat a területeket, ahol V_{cm} , v_i , $(v_i + V_{cm})$, $v_L(0)$ és R értéke negatív. Végül



3.11.2...3.11.5 ábra

Inverterüzemi tartományon kívüli területek jellemzése

e felett pedig az α_{e3} határgörbe alatt haladva az $\alpha_e = 360^\circ$ -ra, $\alpha_e = 0^\circ$ -os pontba fut be. Az α_{e3} határgörbe és a $v_L(\alpha_e) = 0$ határgörbe által bezárt területen $v_L(\alpha_e)$ ugyan negatív, de mint ahogy a 3.9 pontban leírt, kis változásokra vonatkozó, vizsgálat mutatta, az $i_{ol}(t)$ görbe az e területhez tartozó α_e értéknél kisebb t értékekre kétszer már áthaladt a t tengelyen. Ezen a területen tehát üzemi pont nincs.

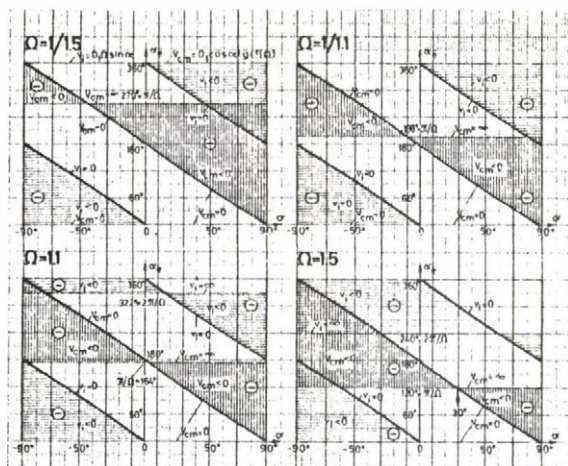
A $v_i < 0$ tartománynak a $v_i = 0$ egyenestől a $v_L(0) = 0$ határgörbéig terjedő részén statikus üzemet tarthatunk fenn a vizsgált kapcsolású inverterrel, ha a terhelés helyett középfrekvenciás generátort csatlakoztatunk az inverter kimenőkapcsai közé. Ilyenkor azonban az energiaáramlás-iránya megfordul, az energia a középfrekvenciás oldalról, az inverteren, szűrőkörön és egyenirányítón át a hálózatba áramlik. A v_o feszültség és az i_{ol} áram alapharmonikusa közötti fáziseltolás 90° -nál nagyobb, ami abból is érzékelhető, hogy $\alpha < 0$ -ra $\alpha_e < -2\alpha$, míg $\alpha > 0$ -ra $\alpha_e > (2\pi - 2\alpha)$.

Az $\alpha_e \sim \alpha$ sík minden egyes pontjához rendelhetünk egy fázisgörbét, kivéve azokhoz a területekhez tartozó pontokat, amelyeken R negatív (3.11.4 ábra). Az alábbiakban 6 jellegzetes pont fázisgörbéjét mutatjuk be a Melléklet M 3.11.1 ábrájában. A kiválasztott pontokat sorszámmal ellátva bejelöltük a 3.11.1... 3.11.3 és a 3.11.5 ábrába. Ugyanezek az azonosítási számok találhatóak az M 3.11.1 ábra megfelelő képe alatt. A szerkesztési és a számítási eredményeket (az utóbbiakat zárójelben) az ábrák feltüntetik. Az 1. pontban $v_i < 0$ és $v_L(0) > 0$. v_i a szerkesztésből is negatívra adódik! Az ábra 2. és 3. képei

területekhez tartozó munkapontokhoz milyen "üzemállapotok" tartoznak. Az $i_{ol}(t)$ áramgörbének a $t = \alpha_e$ kialvási időpontjában az áram meredekségének negatívnak, vagy szélső esetben zérusnak kell lennie, vagyis $v_L(\alpha_e) \leq 0$ -nak fenn kell állnia. A 3.11.5 ábra szerint azonban a kérdéses területeken, a $v_L(\alpha_e) = 0$ és α_{e3} határgörbék által közbezárt részt kivéve, $v_L(\alpha_e)$ értéke pozitív, ami azt jelenti, hogy az $i_{ol}(t)$ áramgörbe már korábban, a $t = \alpha_e$ időpont előtt, legalább egyszer elérte a zérus értéket, metszette a t tengelyt, feltéve, hogy $v_L(0) > 0$. Ez a szóban forgó területeken mindenhol teljesül. A 3.11.5 ábrán bemutatott $v_L(\alpha_e) = 0$ határgörbe a kritikus pontnál kisebb α_e értékekre egybeesik az α_{e2} határgörbével,

olyan eseteket ábrázolnak, amelyekben v_i és V_{cm} egyaránt pozitív, de a $t = \alpha_e$ időpontban az áram meredeksége pozitív, $v_L(\alpha_e) > 0$ (3.11.1 és 3.11.5 ábra). A fázisgöréből látszik, hogy mind a két esetben az áram már a $t < \alpha_e$ időszakaszban átmege a zérus értékén és a $t = \alpha_e$ időpontra negatív i_{ol} értékek felől közelíti meg a zérus értéket. A 4. kép arra az esetre mutatja a fázisgörbét, amelyikben: $v_i > 0$; $V_{cm} < 0$ és $v_L(0) < 0$ (3.11.2 és 3.11.3 ábrák). Az áram negatív. Az 5. kép is $v_i > 0$; $V_{cm} < 0$ esetre vonatkozik, de itt $v_L(0) > 0$. A 6. kép az α_{e3} és a $v_L(\alpha_e) = 0$ határgörbék által közbezárt terület egyik pontjában mutatja a fázisgörbét. Itt az áram a $t = \alpha_e$ időpont előtt kétszer metszi a t tengelyt.

$\Omega \neq 1$ eset: A következő pont számítógépes eredményeket közöl az $\Omega \neq 1$ esetre. Egyebek között megadja a $P_o = \text{áll.}$ görbékét az $\alpha_e \sim \alpha$ sikon. E görbecsaládok elhelyezkedésének a megértéséhez nyújt segítséget a 3.11.6 ábra.



3.11.6 ábra

v_i és V_{cm} negatív tartománya

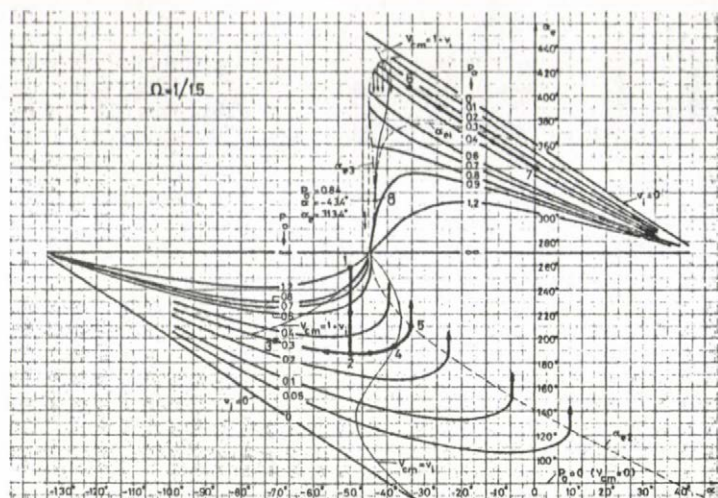
Az ábra feltünteti az $\alpha_e \sim \alpha$ sikon azokat a területeket, amelyeken v_i és V_{cm} negatív, vagyis ahol normál inverterüzem nem lehetséges. A negatív v_i és V_{cm} területek az α_e , ill. α tengely mentén $2\pi/\Omega$ -ra, ill. π -re periodikusak.

Az $\Omega = 1$ esethez hasonló módon a fázisgörbe megszerkesztésével most is eldönthető, hogy az $\alpha_e \sim \alpha$ sik egy adott pontja a normál inverterüzemi tartományon belül, vagy kívül fekszik.

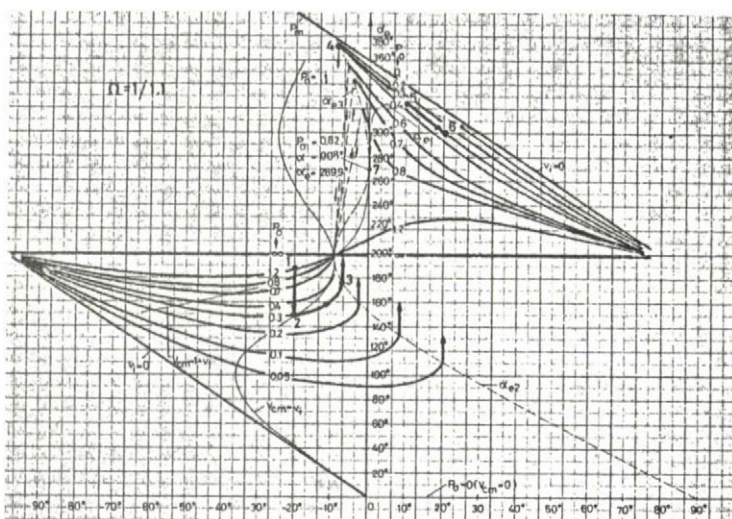
3.12 Gyújtásszög változtatása ($\Omega \neq 1$)

A 3.3 pontban leírt közvetett módszerrel, digitális számítógépen meghatároztuk adott Ω , α , v_o és P_o értékekhez ($V_{om} = 1$) α_e és v_i értékét. Az eredményeket ismét az $\alpha_e \sim \alpha$ és $v_i \sim \alpha$ sikon ábrázoltuk. A számítást a már korábban is kiválasztott $\Omega = 1/1.5$, $1/1.1$, 1.1 és 1.5 értékekre végeztük el. Az eredményeket a 3.12.1...3.12.4 ábrák, ill. a Melléklet M 3.12.1...M 3.12.4 ábrái mutatják. Valamennyi ábrába berajzoltuk az $\Omega = 1$ -es eset kapcsán részletezett határgörbékét. Az $\alpha_e \sim \alpha$ és a $v_i \sim \alpha$ sikon megrajzolt, P_o -val paraméterezett határgörbékét külön is feltüntettük a Melléklet M 3.12.5...M 3.12.12 ábráiban mind a négy Ω esetre.

A 3.11.3...3.11.6 ábrák értelmében a $P_o = \text{áll.}$ görbék változási tartománya α -ban; $-\pi/(2\Omega) \leq \alpha \leq \pi(1-1/2\Omega)$, és α_e -ben $0 \leq \alpha_e \leq 2\pi/\Omega$. α két szélső értéke közötti távolság Ω -tól függetlenül π .



3.12.1 ábra
 P_0 = áll. görbesereg az $\alpha_e \sim \alpha$ síkon
 ($\Omega = 1/1.5$)

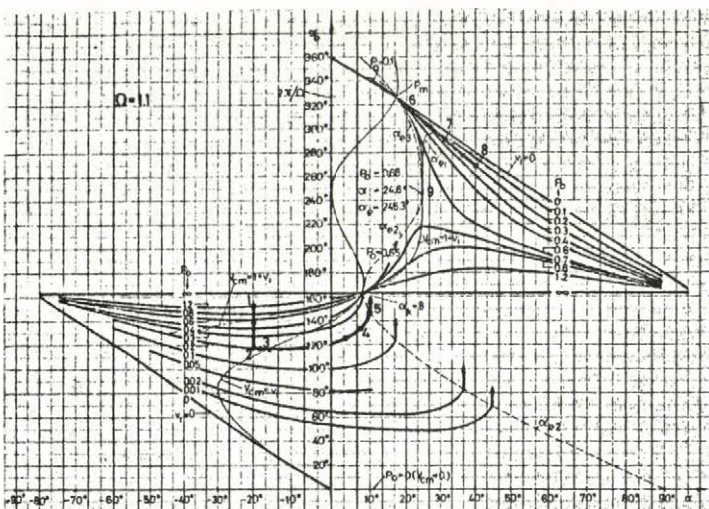


3.12.2 ábra
 P_O = áll. görbesereg az $\alpha_e \sim \alpha$ síkon
 ($\Omega = 1/1.1$)

Könnyű belátni, hogy az α tartomány közepén elhelyezkedő $\alpha_{\text{köz}} = (\pi/2)(1-1/\underline{\Omega})$ éppen az a gyújtásszög, amelyre a (3.10.4) egyenlőség teljesül. Következésképpen az $\alpha = \alpha_{\text{köz}}$ és $\alpha_e = \pi/\underline{\Omega}$ ponton valamennyi $P_o = \text{áll.}$ görbe átmegy, amelyre P_o nagyobb, vagy egyenlő, mint a (3.10.10) alatti teljesítmény érték.

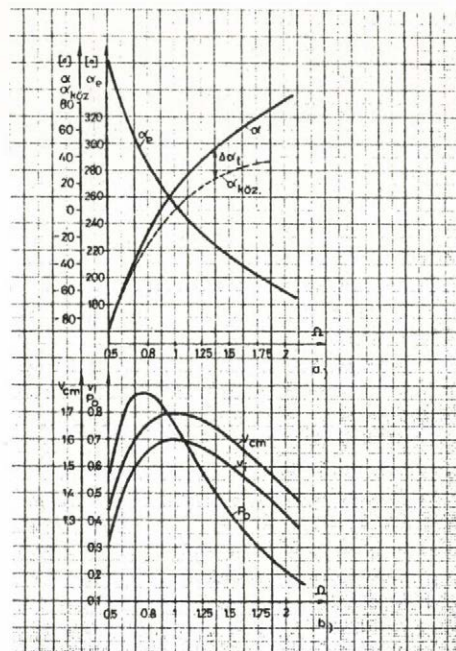
Valamennyi görbében most is található egy kritikus munkapont, amely ugyanolyan szerepet tölt be, mint az $\Omega = 1$ esetben. Itt találkoznak a $V_{cm} = 1 + v_1$, α_{e2} , α_{e3} és α_{ei} határgörbék. Ehhez a ponthoz tartozó időfüggvényekben (M 3.12.13...M 3.12.16 ábrákon az utolsó kép) a $(v_1 - v_c)$ eltolt kondenzátorfeszültség-görbe a $t = \alpha_e$ időpontban ($\alpha + \alpha_e = 270^\circ$) éppen zérus meredekségű érintővel érinti a v_o görbe negatív csúcsát. A hosszú vezetési tartományban ($\alpha_e > \pi/\Omega$) a kritikus ponthoz tartozó gyújtásszögénél nagyobb gyújtásszögek esetében a $P_o = \text{áll.}$ görbék folytonosak, labilis üzemállapot nem alakul ki, továbbá a $V_{cm} > (1 + v_1)$ feltétel mindenhol teljesül, az inverter 1. üzemmódban dolgozik, t_{off} értéke nagy. Ez alól csak az igen kis Ω értékekhez tartozó $\alpha \sim \alpha_{sik}$ csekély része a kivétel (3.12.1 ábra).

A kritikus munkaponthoz tartozó α , α_e , ill. v_i , V_{cm} és P_o értékek változását Ω függvényében a 3.12.5 ábra mutatja. (A kritikus munkaponthoz tartozó α , α_e értékpárt a következő iterációval határoztuk meg: a kritikus munkapontban egyrészt fennáll az $\alpha + \alpha_e = 270^\circ$ -os kapcsolat, másrészt ez az α_{ei} határgörbének is egy határpontja és ezért kielégül az (A 3.2.13) összefüggés is, mégpedig úgy, hogy $\alpha_e = \alpha_i$. Az utóbbi összefüggésbe α helyére $\alpha = (270^\circ - \alpha_e)$ -t írva,



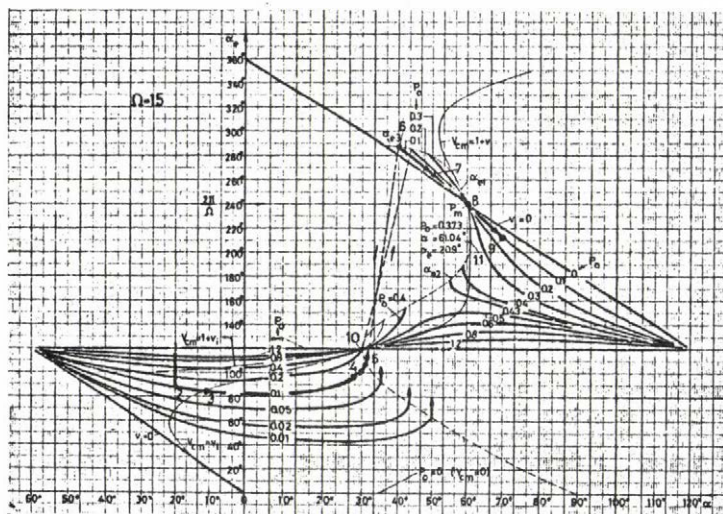
3.12.3 ábra

$P_0 = \text{áll. g\ddot{o}rbesereg az } \alpha_e \sim \alpha \text{ síkon}$
($\Omega = 1.1$)



3.12.5 ábra

A kritikus ponthoz tartozó mennyiségek, valamint az állandó bemenő feszültséghez tartozó $\alpha_{\text{köz}}$ gyújtásszög változása Ω függvényében



3.12.4 ábra

$P_0 = \text{áll. g\ddot{o}rbesereg az } \alpha_e \sim \alpha \text{ síkon}$
($\Omega = 1.5$)

tő a hiszterézishurok is, amelynek α irányu szélessége P_0 -t növelve csökken és egy bizonyos P_0 értéknél zérussá válik. P_0 -t tovább növelve a hiszterézishurok átvált egy olyan α szakaszba, amelyben az inverter állandóan labilis állapotban van. P_0 -t a kritikus munkapontbani P_0 érték fölé növelve a $P_0 = \text{áll. g\ddot{o}rbe}$ k a teljes α tartományban folytonosak maradnak. Ez alól az igen nagy Ω -k, így pl. az $\Omega = 1.5$ eset kivétel. Itt a kritikus munkapontban $P_0 = 0.373$, ennek ellenére még a $P_0 = 0.4$ -es görbének is van szakadása, mégpedig érdekes módon az α_{e2} határgörbén fekvő két pont között (3.12.4 ábra). A $P_0 = 0.4$ -es görbe eme két, α_{e2} határgörbén fekvő pontjában kiszámítottuk a jellegzetes időfüggvényeket (3.12.6 ábra).

4. TERHELŐKÖR

A 3. Fejezetben a terhelőkört szinuszos feszültséggenerátorral helyettesítettük. A jelen fejezetben a terhelőkört önmagában kissé részletesebb vizsgálat tárgyává tesszük. Célunk egyrészt a terhelőkör változói közötti mennyiségi kapcsolatok megállapítása, másrészt az 5. és 6. Fejezetekben végzendő további vizsgálatok előkészítése.

A 2. Fejezetben már láttuk, hogy a kivitelezett kapcsolásban a terhelőkör egy olyan párhuzamos rezgőkör, amelynek kondenzátora középmegecsapolásu, és az inverterkimenet a középmegecsapolás és a rezgőkör egyik kapcsa közé csatlakozik (2.6.1 ábra). Ebben a Fejezetben és a későbbiekben a meggondolásainkat már erre a terhelőkre végezzük (4.1.1 ábra). A terhelőkört olyképen választjuk szét az áramkör többi részétől, hogy közelítésképpen szinuszos bemenőáramot tételezünk fel a bemenőkapcsain, amelyet majd az 5. Fejezetben az inverter-kimenőáram alapharmonikusával veszünk egyenlőnek. A közelítés jóságáról a 4.3 pont szól.

A 4.1 pont a terhelőköri mennyiségek közötti fontosabb összefüggéseket közeli. A 4.2 pont közelítő összefüggéseket ad az inverterbemenő- és a terhelőkör mennyiségei között. A 4.3 pont egyszerű szerkesztési eljárást ír le a terhelőköri mennyiségek meghatározására. Külön felhívjuk a figyelmet a 4.3 Függelékre, amely összehasonlítást ad a javasolt inverter megoldás és az irodalomból ismert és az 1.3.3 pontban leírt, két, frekvenciaosztásos inverterkapcsolás között.

4.1 Terhelőkör alapegyenletei

A 4.1.1 ábrán látható terhelőkör alapegyenletei közötti kapcsolatot Laplace transzformált alakban adjuk meg. Levezetésük a szokásos módon végezhető el. A végeredmények:

$$\frac{v_{oi}}{i_o} = \frac{C_s}{4C_p} \Omega \left[\frac{1}{s} + \frac{s}{1+2\xi_p s + s^2} \right] \quad (4.1.1)$$

$$\frac{v_{oo}}{i_o} = \frac{C_s}{4C_p} \Omega \left[-\frac{1}{s} + \frac{s}{1+2\xi_p s + s^2} \right] \quad (4.1.2)$$

$$\frac{v_o}{i_o} = \frac{C_s \Omega}{2C_p} \frac{s}{1+2\xi_p s + s^2} \quad (4.1.3)$$

ahol ξ_p a (3.3.5) alatt megadott terhelési csillapítási tényező.

Helyettesítsük a terhelés valamennyi, periodikusan váltakozó mennyiségét az alapharmonikusával. Ez a közelítés a 2.1 pontban a d. feltétellel kapcsolat-

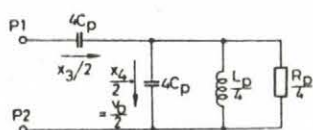
A szinuszos v_o feszültség feltételezésével (3.3.4) alatt felírt kifejezéssel megegyező eredményre kellett jutnunk most is, hiszen a (3.3.13) alatti nem szinuszos áramból számítható i_o kimenőáram felharmonikusai a szinuszos kimenőfeszültséggel hatásos teljesítményt nem hoznak létre. A 4-es szorzó faktor onnan ered, hogy feszültségalapnak a v_{oi} feszültség és nem a v_o feszültség névleges értékének a csúcsertékét választottuk.

A pont elején felírt (4.1.1)...(4.1.3) alapegyenletekből a 4.1 Függelék az 5. Fejezet számítógépes programjában alkalmazásra kerülő néhány összefüggést határoz meg a terhelőkör alapharmonikus mennyiségei között, míg a 4.2 Függelék hasonló összefüggéseket ír fel arra az esetre, amelyekben az inverter feszültségosztás nélkül, a B pont helyett közvetlenül a D pontra csatlakozik. A Függelékek eredményei közül számunkra most a legfontosabb az (A 4.1.7), ill. az (A 4.2.7) két egyforma kifejezés, amelyet e helyen megismétlünk:

$$\omega = \xi_p \operatorname{tg} \beta + \sqrt{(\xi_p \operatorname{tg} \beta)^2 + 1} \quad (4.1.11)$$

ahol pl. a 4.1.1 ábra kapcsolásában $\xi_p = (C_s \Omega / 2C_p)(P_o/v_o^2)$. Az $\omega(\xi_p, \beta)$ függvény mind a két terhelőköri kapcsolásra ugyanaz. Az ω inverter-körfrekvencia megváltozik β -nak, vagyis az α inverter-gyújtásszögnek a változtatásával állandó ξ_p esetén. Az is látszik, hogy ω megváltoztatásában ξ_p -nek ugyanaz a szerepe, mint $\operatorname{tg} \beta$ -nak.

Ha a 3. Fejezet eredményeit alkalmazni kívánjuk a 4.1.1 ábra kapcsolására, akkor közelítőleg úgy járhatunk el, hogy a gyújtásszöget a szinuszosnak vett v_{oi} feszültséghez képest mérjük, figyelembe vesszük a v_{oi} feszültség amplitudójának a változását és Ω kiszámításában ω változását. Ilyenkor a szinuszos i_o áramra vonatkozó vizsgálatban β helyett célszerűbb β_o szöggel dolgozni.



4.1.2 ábra

A terhelőkör egyenértékű kapcsolása

Egyszerűbb a számítás, ha a terhelőkört átalakítjuk a 4.1.2 ábrán bemutatott és az inverter, vagyis a P_1, P_2 pontok felől nézve egyenértékű kapcsolásban ($x_3 = v_{oi} - v_{oo}$). [Az átalakítás a (4.1.1)...(4.1.3)-ból látható be.]

Állandó v_o esetén most is úgy tekinthetjük, mintha az inverter $v_o/2$ nagyságú, állandó feszültségre dolgozna, de most a soros rezgőkör sajátfrekvenciájának a kiszámításában a C_s -sel sorbakapcsolódó $4C_p$ kapacitást is figyelembe kell venni. Ez a módszer akkor ad jó eredményt, ha $\alpha_e \leq \pi$ (vagy α_e nem sokkal nagyobb π -nél). Ugyanis $\alpha_e > \pi$ esetben a Δt_2 időközben két alinverter egyidejűleg vezet áramot. Az alinverterek a $4C_p$ soros kapacitás miatt a Δt_2 időközben már nem függetlenek egymástól. (A Δt_2 időköz a $0 \leq t \leq (\alpha_e - \pi)$ egyenlőtlenség definiálja.)

4.2 Összefüggések a bemenő- és a terhelőkörü mennyiségek között

A közelítő feltételezésünk, nevezetesen a szinuszos i_o áram miatt, az alinvertereken belüli jelenségek tárgyalása nem feltétlen szükséges ahhoz, hogy kapcsolatot teremtsünk a bemenőkör és a terhelőkör változói között. A bemenőkör, ill. a terhelőkör legfontosabb három változója: v_i , $I_{i,ave}$ és P_i , ill. v_o , i_o és P_o .

Most egyszerű közelítőleg figyelembe venni az inverter belső veszteségeit, ha feltételezzük, hogy a veszteségek i_o^2 -tel arányosak. Ilyenkor $P_i = P_o + R_v i_o^2$ ahol R_v az inverter egyenértékű belső veszteségi ellenállása. Célszerű bevezetni az $\eta_1 = R_v i_o^2 / P_o$ hányadost és így R_v értékét η_1 -gyel lehet megadni. η_1 -gyel az inverter hatásfoka $\eta = P_o / P_i = 1 / (1 + \eta_1)$.

A bemenőfeszültség, minthogy $I_{i,ave} = 0.5 i_o / (\pi / 2\sqrt{2})$

$$v_i = \frac{P_o + R_v i_o^2}{2 I_{i,ave}} = \frac{\pi}{2\sqrt{2}} \frac{1}{\eta} \frac{P_o}{i_o} \quad (4.2.1)$$

Helyettesítsük ide be i_o értékét (A 4.1.5)-ből

$$v_i = \frac{\pi}{4\sqrt{2}} \frac{v_o}{\eta} \cos \beta \quad (4.2.2)$$

Ebben a közelítésben v_i , állandó β mellett, a kimenőteljesítménytől független. Az 5. Fejezetben meghatározzuk a $\beta(\alpha, P_o)$ függvényt és ezzel, valamint (4.2.2) segítségével felrajzoljuk a $P_o = \text{áll. értékekhez rendelt } v_i(\alpha)$ függvényt. $\beta = 0^\circ$ -ra és $\eta = 1$; $v_o = \sqrt{2}$ értékekre

$$v_i = \frac{\pi}{4} \quad (4.2.3)$$

vagyis a bemenőfeszültségre ugyanazt kapjuk, mint a 3. Fejezetben az $\alpha = 0$ és $\eta = 1$ esetben [ld. (3.5.5) és (3.10.5) egyenleteket]. {Látszik, hogy v_i és β között ugyanaz a kapcsolat $\eta = 1$ esetben, mint amit $P_o \rightarrow \infty$ feltételezéssel a 3. Fejezetben v_i és α között kaptunk [ld. (3.6.1) egyenletet].

Változatlanul érvényben marad a (3.2.6) összefüggés, míg a (3.2.5) kifejezés csak az $R_v i_o^2$ -es tag miatt módosul.

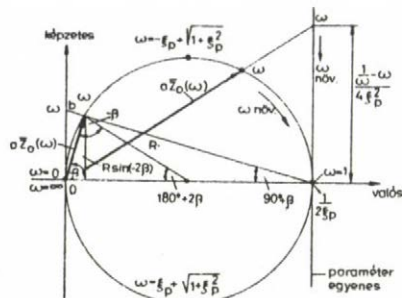
4.3 Impedanciadiagram

Rajzoljuk fel a komplex számsíkra a (4.1.3) egyenlet alapján az $a\bar{z}_o(j\omega) = a \bar{v}_o / \bar{i}_o$ impedanciavektor végpontjának a helygörbéjét ω változásakor. Itt $a = 2C_p / C_s \bar{\Omega}$. Könnyű belátni, hogy $a\bar{z}_o(j\omega)$ végpontja $R = 1/(4\bar{\xi}_p)$ sugarú körön mozog, amelynek a középpontja a valós tengelyen van az origótól R távolságban (4.3.1 ábra). Ugyanis az a -val szorzott (4.1.3) egyenlet mind a két oldalából

R-et kivonva, vagyis a helygörbét a negatív valós tengely irányában R-rel eltolva

$$a \frac{v_o}{i_o} - R = - \frac{1}{4\xi_p} \frac{1-2\xi_p s+s^2}{1+2\xi_p s+s^2} \quad (4.3.1)$$

kifejezésre jutunk, amelynek $s = j\omega$ helyettesítés utáni abszolút értéke ω -tól független, állandó és értéke R.



4.3.1 ábra

Impedanciadiagram paraméterezése

A (4.1.3) egyenletben $s = j\omega$ helyettesítés után az Im képzetes és a Re valós részek aránya

$$- \operatorname{tg} \beta = \frac{\operatorname{Im}}{\operatorname{Re}} = \frac{\frac{1}{\omega} - \omega}{2\xi_p} \quad (4.3.2)$$

adott ξ_p esetén csak ω -tól függ. Az utolsó egyenlet módot nyújt ω paraméter skála szerkesztésére a valós tengelyen fekvő $1/2\xi_p$ ponton átmenő függőleges paraméter egyenesen.

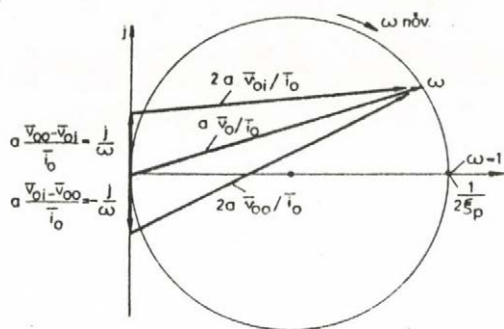
A $(-\beta)$ fázisszögű $(a\bar{Z}_o)$ impedanciavektor ω paraméter értéke (4.3.2) szerint az

$$\omega = \xi_p \operatorname{tg} \beta + \sqrt{(\xi_p \operatorname{tg} \beta)^2 + 1} \quad (4.3.3)$$

képletből határozható meg. (Vegyük észre, hogy (4.3.3) megegyezik (4.1.11)-gyel). $-\beta = \pm 45^\circ$ -os \bar{Z}_o vektorhoz $\omega = \pm \xi_p + \sqrt{\xi_p^2 + 1} \cong 1 \pm \xi_p$, míg $-\beta = 75^\circ$ esetén az $(a\bar{Z}_o)$ vektor képzetes része $R/2$, ehhez $\omega = -3.73 \xi_p + \sqrt{(3.73 \xi_p)^2 + 1} = 1 - 3.73 \xi_p$ tartozik. Üresenjáró inverter esetén $\xi_p = 0,017$ és így $\omega = 0,9366$, vagyis ahhoz, hogy a munkapont az $\omega = 1$ pontból átkerüljön a $-\beta = 75^\circ$ -os pontba, tehát az origó közelébe, mindössze 6,34 %-os frekvencia csökkenés szükséges csak. A \bar{Z}_o impedancia abszolút értéke az $\omega = 1$ pont, tehát a rezonancia közelében meredeken változik.

A paraméter egyenessel az impedanciakörnek az origó közvetlen környezetében fekvő szakaszát, $|\beta|$ nagy értékei miatt, nem lehet jól paraméterezni. Erre a célra a képzetes tengellyel egybeeső második paraméter egyenest célszerű használni. Ugyanis a 4.3.1 ábra szerint a képzetes tengelyen fekvő \overline{Ob} távolság: $\overline{Ob} = [\operatorname{tg}(90^\circ + \beta)]/2\xi_p$ és $-\operatorname{tg} \beta = \operatorname{Im}/\operatorname{Re}$ [ld. (4.3.2) egyenlet]. Ezzel $\overline{Ob} = \omega/(1-\omega^2)$. A képzetes tengelyen az origótól \overline{Ob} távolságban fekvő ω pontot az impedanciakör $\omega = 1$ -es pontjával összekötő egyenes metszi ki most az impedanciakörön az ω paraméterű pontot.

Adott körfrekvencia és i_o áram esetén \bar{v}_o -n kívül \bar{v}_{oi} és \bar{v}_{oo} feszültségek is leolvashatók az impedanciadiagramból (4.3.2 ábra). (4.1.1), (4.1.2) és (4.1.3) egyenletből: $a(\bar{v}_{oo} + \bar{v}_{oi})/\bar{i}_o = a\bar{Z}_o(j\omega)$ és $a(\bar{v}_{oo} - \bar{v}_{oi})/\bar{i}_o = j/\omega$. A (j/ω) , ill.



4.3.2 ábra

Feszültségvektorok meghatározása az impedanciadiagramból

3., 5. stb. felharmonikusok vannak jelen. Jelöljük az alapharmonikust $i_o^{(1)}$ -gyel, a harmadik harmonikust $i_o^{(3)}$ -mal és legyen $\omega = 1$. Ilyenkor az $i_o^{(1)}$ által létesített kimenőfeszültség (4.3.1) szerint: $v_o^{(1)} = i_o^{(1)} / 2a\xi_p \cdot v_{oi}^{(1)}$ nagysága jó közelítéssel $v_o^{(1)} / 2$ és az iránya is csak néhány fokkal tér el a $\bar{v}_o^{(1)}$ irányától. $\omega = 3$ esetén (4.3.1)- és (4.1.1)-ből: $[a \bar{v}_o^{(3)} / \bar{i}_o^{(3)}] \cong -j/\omega = -j/3$ és $[a \bar{v}_{oi}^{(3)} / \bar{i}_o^{(3)}] \cong -j/\omega = -j/3$, vagyis $\bar{v}_o^{(3)}$ és $\bar{v}_{oi}^{(3)}$ harmadik harmonikus feszültségek egyaránt jó közelítéssel negatív képzetes tengely irányúak. Az alapharmonikushoz viszonyított n -edik harmonikus $v_o^{(n)}$ és $v_{oi}^{(n)}$ feszültség

$$\frac{v_o^{(n)}}{v_o^{(1)}} \cong \frac{2\xi_p}{n} \frac{i_o^{(n)}}{i_o^{(1)}}; \quad \frac{v_{oi}^{(n)}}{v_{oi}^{(1)}} \cong \frac{4\xi_p}{n} \frac{i_o^{(n)}}{i_o^{(1)}} \quad (4.3.4)$$

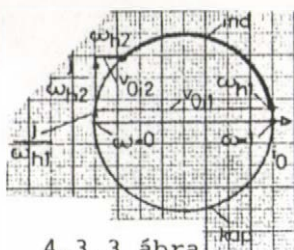
Még ha $i_o^{(3)}$ ugyanolyan nagy lenne is, mint $i_o^{(1)}$, akkor is üresjárásban, ill. névleges terhelésen $v_o^{(3)}$ csak 1,18 %, ill. 3,4 %-a lenne $v_o^{(1)}$ -nek. A nagyobb felharmonikusok hatása még kisebb. Az i_o áram közelítése az alapharmonikusával a vizsgált esetben jogos.

Az inverter i_o kimenőárama az ω_h körfrekvenciánál tiszta hatásos áram, a \bar{v}_{oi} / \bar{i}_o hányados valós szám. A 4.3.2 ábrából látszik, hogy $\omega_h \ll 1$. Itt a (4.1.1) egyenlet képzetes része zérus; $\text{Im}[\bar{v}_{oi} / \bar{i}_o] = 0$, továbbá a (4.1.10) egyenlet is zérussal egyenlő: $Q_o(\omega_h) = 0$. Akármelyik összefüggésből

$$\omega_{h1,2}^2 = \frac{1}{2} y \pm \sqrt{y^2 - 2} \quad (4.3.5)$$

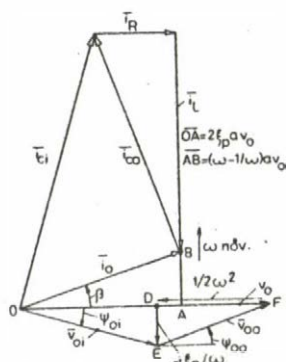
ahol $y = \frac{3}{2} - 2\xi_p^2 \omega_h$ -ra (4.3.5)-ből általában két értéket kapunk. Mind a kettő egynél kisebb. ω_{h1} az $\omega = 1$ pont közelében, ω_{h2} pedig geometriailag az $\omega = 0$ pont közelében van (4.3.3 ábra). A terhelésbe befolyó i_o áram v_{oi} -hez képest az $\omega_{h2} < \omega < \omega_{h1}$ körfrekvencia tartományban induktív, máshol kapacitív jellegű. Az $\alpha_e \sim \alpha$, ill. $v_i \sim \alpha$ sikon a labilis tartomány (ld. pl. 3.6.3 ábrát) a 4.3.3 ábra induktív jellegű szakaszára esik.

A (4.1.1) - (4.1.3) képletek alapján a 4.3.4 ábrában felrajzolt terhelőkörü vektordiagramból néhány értékes következtetés vonható le, pl., hogy a $\text{tg } \beta =$



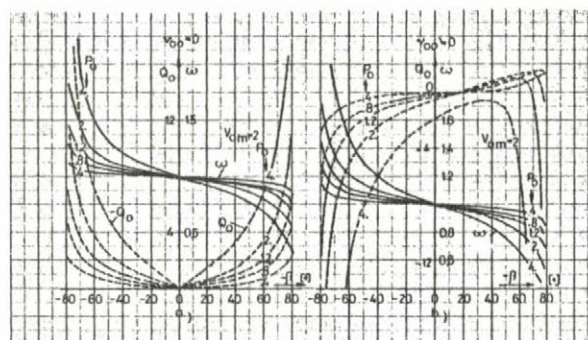
4.3.3 ábra

Induktív és kapacitív tartomány az impedanciadiagramon



4.3.4 ábra

Vektorábra



4.3.5 ábra

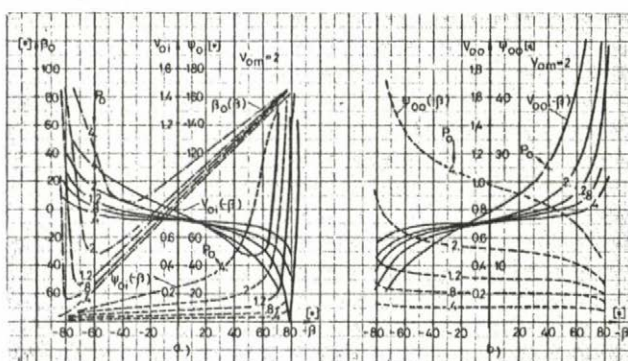
Az ω inverter-körfrekvencia és a Q_o inverter kimenő, meddő teljesítmény változása az \bar{I}_o és \bar{v}_o vektorok közötti $(-\beta)$ szög függvényében

$$(C_p / Q C_s = 210/48, V_{om} = 2)$$

$= \overline{AB} / \overline{OA}$ kapcsolatból is kiadódik a (4.1.11) egyenlet.

Végül a 4.3.5 és 4.3.6 ábrák az ebben a fejezetben levezetett egyenletek alapján kiszámított néhány diagramot közölnek. A 4.3.5 ábra vastag vonallal felrajzolt görbe családja az $\omega(-\beta)$ függvényt, a szaggatott vonalas görbesereg pedig a $Q_o(-\beta)$ függvényt ábrázolja. Az a ábra kondenzátoros feszültségosztó nélkül, a b ábra feszültségosztós terhelőkörre vonatkozik.

A 4.3.6 ábra a kapacitív feszültségosztó két feszültségének effektív értékét és fázisszögét ábrázolja ismét a $(-\beta)$ szög függvényében. Az a ábra feltünteti még a \bar{v}_{oi} és \bar{I}_o vektorok közötti β_o szög változását is β (és nem $-\beta$) függvényében. Adott P_o -hoz tartozó $\beta_o(\beta)$ függvény - nem túl nagy terhelésekre - a $\beta_o = 0$ tengelyt kétszer metszi. A két metszéspontban az inverter csak hatásos teljesítményt ad le, az ide tartozó két körfrekvencia a (4.3.5) képletből számítható. Az inverter induktív jellegű terhelési tartománya a $P_o = (2C_p / C_s Q) \sqrt{3-2\sqrt{2}} = 3,71$ terhelésre zérusra zsugorodik, itt $\omega_{h1} = \omega_{h2}$.



4.3.6 ábra

A kapacitív feszültségosztó feszültségek effektív értékének és a fázisszögüknek a változása az \bar{I}_o és \bar{v}_o vektorok közötti $(-\beta)$ szög függvényében ($C_p / Q C_s = 210/48, V_{om} = 2$)

5. A KÖZELITŐ MÓDSZER TOVÁBBFEJLESZTÉSE

A 3. Fejezetben elvégzett vizsgálat egyik leglényegesebb közelítése a terhelő rezgőkör állandó amplitudójú és frekvenciájú, szinusz feszültséggenerátoros helyettesítése volt.

A 4. Fejezet egy másik közelítéssel dolgozott. Nevezetesen, a terhelőkörbe befolyó i_o áramot tételezte fel szinuszosnak, de i_o amplitudóját és frekvenciáját nem kellett feltétlenül előírni. Ezek helyett állandónak vehettük fel pl. az előző feltételezés miatt ugyancsak szinuszos V_o kimenőfeszültség amplitudóját és megszabhattuk a P_o kimenőteltjesítmény nagyságát, amelyekkel az R_p terhelő ellenállást is megadtuk. Az utolsó két előírás a megvalósított inverter szempontjából realisztikus, hiszen ott egy beépített szabályozókör a valójában igen jó közelítéssel szinuszos v_o kimenőfeszültség amplitudóját állandó értéken tartja, az inverter P_o kimenőteltjesítményét pedig kívülről, bizonyos határok között tetszőleges értékre be tudjuk állítani. Egy rögzített üzemállapot adódik, ha előírjuk még a v_o és i_o közötti fázisszöget, amelyet az invertertirisztorok gyújtásszögének a megfelelő beállításával végezhetünk el a rendszeren. Az inverterfrekvenciát és az i_o áram amplitudóját az előírt mennyiségek szabják meg.

Az inverter által látott terhelőfeszültség alakja az esetek többségében jó közelítéssel szinuszos és ezért a 3. Fejezetben alkalmazott közelítésnek ez a része indokolt. Ugyancsak helytálló az inverter által látott kimenőfeszültség-amplitudó állandóságára tett feltételezés azokban az esetekben, amelyekre a 3. Fejezet vizsgálata vonatkozik, nevezetesen, ahol feszültségosztó kondenzátorokat nem alkalmaznak. A kivitelezett inverterkapcsolásban azonban kondenzátoros feszültségosztó van, és a feszültségszabályozó a v_o induktorfeszültséget tartja állandó értéken. Az alinverterek által látott v_{oi} kimenőfeszültség-amplitudó a terhelés és a frekvencia változásával módosul.

A kivitelezett inverterben a gyújtásszöget a v_o induktorfeszültségből képeztük. Állandó α gyújtásszög esetén a terhelés változásának a hatására most két mennyiség is megváltozhat, amelyeket korábban állandónak vettünk: a. Módosul az inverter által látott v_{oi} feszültséghez képest mért α_o gyújtásszög a v_o és v_{oi} feszültségek közötti ψ_{oi} fázisszög változása miatt. [Ld. (A 4.1.8) egyenletet.] b. Megváltozik a gyújtáseltolás ideje, még a v_o feszültséghez képest is a kimenő körfrekvencia változása miatt. Az utóbbi körülménynek azoknál a gyújtásszög vezérlő rendszereknél lehet jelentősége, amelyek a gyújtáseltolást időméréssel végzik, vagyis pl. a v_o feszültség zérusátmenete után egy adott idő

mulva adnak ki gyújtóimpulzust.

A 3. és a 4. Fejezetekben leírt két közelítő módszer összevonásával egy új, közelítő módszert lehet felépíteni. Az új, közelítő matematikai modell a vizsgált rendszerhez, vagyis a kivitelezett inverterhez közelebb esik, de ennek áraként kissé összetettebb is az előző kettőnél.

5.1 Az új, közelítő módszer

Az új, közelítő módszer célja az, hogy a 3., ill. 4. Fejezetben bemutatott és az inverter, ill. a terhelőkör viselkedését leíró közelítő módszereket összekapcsolja és az inverter és a terhelőkör mennyiségeinek az alakulásáról a valósághoz közelebb fekvő, pontosabb képet adjon állandósult tranziens állapotban.

Az új módszer leglényegesebb közelítése az, hogy a terhelőkör feszültségeit az inverter $i_o(t)$ kimenőáramának az alapharmonikusából számítja. (A közelítés jóságáról a 4.3 pont szól.) A terhelőkörre a 4. Fejezetben kapott valamennyi eredményt közvetlenül alkalmazhatjuk. Az inverter által látott v_{oi} kimenőfeszültség a 3. Fejezethez hasonlóan most is szinuszos, és ezért a 3. Fejezet egyes eredményei is felhasználhatók, de csak részben, minthogy most a v_{oi} feszültségnek sem az amplitudója, sem a frekvenciája, sem a gyújtási időponthoz képesti fázishelyzete nem állandó, miközben a rendszeren ténylegesen beállítható változók közül pl. v_o -t és α -t állandó értéken tartjuk és P_o -t változtatjuk.

A 3. Fejezet bevezetőjében felsorolt feltételezéseket értelemszerűen most is érvényeseknek tekintjük, kivéve a v_{oi} feszültség amplitudójának és frekvenciájának az állandóságára vonatkozókat.

A számítás során - a valóságnak megfelelően - a v_o feszültség amplitudóját állandónak vesszük fel. Az inverter és a terhelőkör egyes közös munkapontjait előre felvett P_o teljesítményhez és ω inverter körfrekvenciához keressük meg. Ugyanakkor a számítási eredményeket olyképpen ábrázoljuk majd, hogy előírt P_o és α -hoz a fontosabb változók közvetlenül kiolvashatók legyenek.

Az új módszer részletesebben veszi figyelembe az inverter és a terhelőkör közötti kölcsönhatást. Ezért a módszerrel kiszámított eredmények pontosabbak, ill. most olyan kapcsolatok is kiadódnak, amelyeket az előző két Fejezet, a kiindulási korlátozó feltételezések miatt, nem szolgáltatathatott. Ugyanakkor részletesebb, ill. hasonló részletességű képet ad az alinverterek, ill. a terhelőkör viselkedéséről, mint amelyet a 3., ill. a 4. Fejezet szolgáltatott.

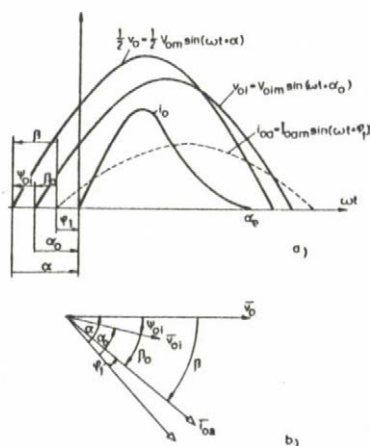
5.2 Alapharmonikus áram

Az inverter ω körfrekvenciájának a változása miatt általában még $\Omega=1$ esetben sem teljesül az, hogy az alinverter soros rezgőkörére felírt differenciálegyenlet homogén megoldásának a körfrekvenciája a v_{o1} feszültség által létesített partikuláris megoldás ω körfrekvenciájával megegyezzek. Következésképpen általában a (3.3.13) típusú kimenőáram kifejezést kell alkalmazni a következő formában

$$i_{o1}(\tau) = V_{o1m} D_2 [-\cos(\tau + \alpha_o) + \cos \alpha_o \cos \Omega_1 \tau - \Omega_1 \sin \alpha_o \sin \Omega_1 \tau] - v_{cb}(o) \sin \Omega_1 \tau \quad (5.2.1)$$

ahol $\Omega_1 = \Omega / \omega$; $D_2 = \frac{\Omega_1}{\Omega_1^2 - 1}$; $\tau = \omega t$.

Itt ω az inverter mindenkor relatív körfrekvenciája, α_o a v_{o1} feszültséghez képest mért gyújtásszög. A terhelőköri változók fázisszögének a jelölését értelmezi az 5.2.1 ábra.



5.2.1 ábra

Fázisszögek értelmezése

Mivel a v_{o1} kimenőfeszültség körfrekvenciája ω_p helyett ω , az i_{o1} áram kifejezésébe ω_p helyébe mindenhol ω lép. Hasonlóképpen a (3.3.6) alatti teljesítmény kifejezése most

$$P_o = \frac{2}{\pi \Omega_1} v_i V_{cm} \quad (5.2.2)$$

Abban a különleges esetben, amelyikben $\Omega_1=1$ az i_{o1} áram kifejezése (3.3.15) szerint

$$i_{o1}(\tau) = -\frac{V_{o1m}}{2} [\sin \alpha_o \sin \tau + \tau \sin(\tau + \alpha_o)] - v_{cb}(o) \sin \tau \quad (5.2.3)$$

A terhelésbe befolyó áram az "1" vezetési állapotban ($\alpha_e \leq \pi$); $i_o(\tau) = i_{o1}(\tau)$, míg a "2" vezetési állapotban $i_o(\tau) = i_{o1}(\tau) - i_{o1}(\tau + \pi)$ [ld. (3.3.32) és (3.3.33) egyenleteket]. Az $i_o(\tau)$ áramalapharmonikust e két vezetési állapotra külön-külön kell meghatározni mind az (5.2.1), mind az (5.2.3) áramkifejezésre. A számítás és az eredmények a [92] Tanulmány Kiegészítés c. részének 5.1 pontjában található. Abban a legegyszerűbb esetben, amelyikben $\Omega=1$, $\alpha_o = 0$ és $\alpha_e = \pi$, a Tanulmány (K 5.1.2), (K 5.1.10) és (K 5.1.11) egyenleteiből az I_{oam} alapharmonikus áramamplitudó

$$I_{oam}^2 = \frac{1}{16} V_{oim}^2 + V_{cm}^2 = \frac{v_1^2}{\pi^2} + V_{cm}^2 \quad (5.2.4)$$

és az alapharmonikus áram fázisszöge

$$\varphi_1 = \arctg \frac{v_1}{\pi V_{cm}} \quad (5.2.5)$$

Ezek a képletek az első közelítő kézi számításokhoz alkalmazhatók $\alpha_o=0$ és $\Omega_1=1$ környékén. Pl. az 1. és a 2. üzemmód határán $V_{oim} \cong 1$; $v_1=\pi/4$ esetén $I_{oam} \cong 1.8$, $\varphi_1 \cong 9^\circ$.

5.3 Számítógépes algoritmus

A cél olyan digitális számítógépes algoritmus kidolgozása, amely az 5.1 pontban vázolt módszerrel meghatározza az állandó P_o kimenőteljesítményhez tartozó vonalakat az $\alpha_e \sim \alpha$, $v_1 \sim \alpha$ és $\omega \sim \alpha$ sikon, miközben a v_o feszültség állandó. A feladat megoldására az alábbi algoritmust alkalmaztuk:

Mindenekelőtt rögzítjük Ω , C_p/C_s és v_o értékét, majd felvesszük P_o nagyságát. Az ω körfrekvenciát az $\omega=1$ környékén, equidisztáns lépésekben egy minimális értéktől egy maximális értékig változtatjuk. ω minimális és maximális értékét pl. a későbbiekben meghatározandó α , vagy α_o szög előírt minimumának és maximumának a függvényévé tehetjük. Az eddig felvett mennyiségek már egyértelműen meghatározzák a terhelőkör valamennyi változóját és ezek a 4. Fejezetben közölt kifejezésekből kiszámíthatók.

A következő számítás célja a már megállapított terhelőköri változókhoz tartozó inverter változók α_o , α_e és ezekből α , v_1 , V_{cm} stb. meghatározása, vagyis az, hogy a rögzített terhelőköri állapothoz kikeressük a hozzá tartozó inverter állapotot. A feladatnak ez a része a 3. Fejezetben az inverter üzemállapot kikeresésére körvonalazott problémától eltér a terhelőkörre az előző bekezdésben megfogalmazott kikötéseink miatt. A terhelőköri állapot rögzítése következtében ugyan most is előírt az inverter részére a szinuszos v_{o1} kimenőfeszültség V_{oim} amplitudója és ω körfrekvenciája, de ezeken kívül még az inverter kimenőáram alapharmonikusának az I_{oam} amplitudója is [ld. (A 4.1.3) képletet]. A P_o kimenőteljesítmény az I_{oam} alapharmonikus áram amplitudójával az 5.2.1 ábra szerint

$$P_o = \frac{1}{2} I_{oam} V_{oim} \cos \beta_o \quad (5.3.1)$$

alakban is kifejezhető, ahol $\beta_o = \varphi_1 - \alpha_o$. A terhelőkör üzemállapotának a rögzítése miatt $(\varphi_1 - \alpha_o)$ is ismert, tehát α_o -t, ill. α -t nem vehetjük fel önkényesen. A 3. Fejezetben csak az $I_{oam} \cos(\varphi_1 - \alpha_o)$ szorzatot irtuk elő P_o felvé-

telével a számítás elején, és akkor α_o széles tartományában valamennyi α_o -hoz található volt egy (esetleg két) inverter-üzemállapot, amelyekben az $I_{oam} \cos(\alpha_o - \varphi_1)$ szorzat, vagyis az \vec{i}_{oa} vektor \vec{v}_{oi} vektorra vett vetülete előírt értékű volt.

Az algoritmust két, egymástól alig különböző változatban dolgozzuk ki. Az első változatban valamely ismert munkapontból (itt a terhelőköri és a hozzá tartozó inverterváltozók ismertek) a $P_o = \text{áll.}$ görbe mentén lépegetünk olyan módon, hogy két munkapont között ω értékét előírt mértékben megváltoztatjuk. A második változatban az ismert munkapontból az $\omega = \text{áll.}$ görbe mentén megyünk tovább olyképpen, hogy két munkapont között P_o értékét változtatjuk meg előre megadott nagysággal.

Foglalkozzunk először az első változattal. Az inverter oldalról számítva a kimenőteljesítmény

$$P_o(\alpha_o, \alpha_e, \omega, V_{oim}) = \frac{2}{\pi} \omega v_i V_{cm} \quad (5.3.2)$$

valamint az inverter kimenőáram alapharmonikusa és a v_{oi} feszültség közötti fázisszög (5.2.1 ábra)

$$\beta_o(\alpha_o, \alpha_e, \omega, V_{oim}) = \varphi_1 - \alpha_o \quad (5.3.3)$$

hiszen V_{cm} és v_i az (A 3.0.5a) és (A 3.0.6a) szerint $\alpha_o, \alpha_e, \omega$ és V_{oim} függvénye. Ugyanez a négy mennyiség (3.3.13) szerint az alinverter i_{oi} áramát és ezért a φ_1 szöget is meghatározza. (A számításnál ω és V_{oim} között a terhelőköri oldalon fennálló kapcsolatot figyelembe kell venni.) Ha sikerül előírt terhelőköri állapothoz (ω és V_{oim} előírt) egy olyan α_o, α_e értékpárt találni, amelyre az inverter oldalról számított P_o és β_o éppen a terhelőkör rögzített állapotához tartozó kívánt érték, akkor az inverter + terhelőkör egy lehetséges állandósult állapotát találtuk meg. Ugyanis adott ω és V_{oim} esetén α_o és α_e , tehát két mennyiség, az inverter valamennyi többi mennyiségét már egyértelműen meghatározza. Fordítva, P_o és β_o mennyiség is az inverter valamennyi többi változóját már szükségképpen egyértelműen meghatározza.

Jelöljük P_o -nak, ill. β_o -nak a P_{oi} , ill. β_{oi} kívánt értéktől való eltérését ΔP -vel, ill. $\Delta \beta$ -val, vagyis $\Delta P = P_o - P_{oi}$, ill. $\Delta \beta = \beta_o - \beta_{oi}$. Fejtsük Taylor sorba az $\alpha_{oo}, \alpha_{eo}, \omega_o$ és V_{oimo} koordinátákkal megadott pontban ΔP -t

$$\begin{aligned} \Delta P(1) = & \Delta P(o) + \Delta \alpha_{o1} \Delta P_o(o) + \Delta \alpha_{e1} \Delta P_e(o) + \Delta \omega \Delta P_\omega(o) + \\ & + \Delta V_{oim} \Delta P_v(o) + \dots \end{aligned} \quad (5.3.4)$$

ahol (o), ill. (1) azt jelöli, hogy a függvényértéket az $\alpha_o, \alpha_e, \omega$ és V_{oim}

koordináták o ill. l indexű pontjában kell venni, továbbá $\Delta\alpha_{ol} = \alpha_{ol} - \alpha_{oo}$; $\Delta\alpha_{el} = \alpha_{el} - \alpha_{eo}$; $\Delta\omega_l = \omega_l - \omega_o$; $\Delta V_{oim} = V_{oiml} - V_{oimo}$ és a ΔP -hez irt o, e, ω , valamint v index rendre ΔP -nek az $\alpha_o, \alpha_e, \omega$, valamint V_{oim} változók szerinti parciális deriváltját jelöli. Ügyeljünk arra, hogy $\Delta\omega$ felvételével ΔV_{oim} is rögzített és megfordítva [ld. (A 4.1.7)-et]. Közelítse meg $\Delta P(o)$ és $\Delta\beta(o)$ egy adott hibakorláton belül a zérus értéket. Az $\alpha_{oo}, \alpha_{eo}, \omega_o, V_{oimo}$ koordinátákkal megadott pont gyakorlatilag a $P_o = \text{áll.}$ görbe egy pontja. Változtassuk meg ω_o -t $\Delta\omega_l$ -gyel és keressük meg azt az $\alpha_{on}, \alpha_{en}, \omega_l, V_{oiml}$ koordinátákkal megadott pontot, amelyben $\Delta P(n)$ és $\Delta\beta(n)$ az adott hibakorláton belül megközelíti a zérus értéket. Ez az új pont lesz a $P_o = \text{áll.}$ görbe ω_l -hez tartozó pontja. Az új pontot kétváltozós Newton iteráció keresi meg. Az első iterációs lépésben $\Delta\omega_l$ és ΔV_{oiml} előírt érték, az összes további lépésben $\underline{\omega}$ és V_{oim} változatlan.

(5.3.4) alapján

$$0 = \Delta P(o) + \Delta\alpha_{ol} \Delta P_o(o) + \Delta\alpha_{el} \Delta P_e(o) + \\ + \Delta\omega_l \Delta P_\omega(o) + \Delta V_{oiml} \Delta P_v(o) + \dots \quad (5.3.5)$$

$$0 = \Delta\beta(o) + \Delta\alpha_{ol} \Delta\beta_o(o) + \Delta\alpha_{el} \Delta\beta_e(o) + \\ + \Delta\omega_l \Delta\beta_\omega(o) + \Delta V_{oiml} \Delta\beta_v(o) + \dots \quad (5.3.6)$$

Az egyenletek bal oldalára azért került zérus, mert azt szeretnénk, ha az új $\alpha_{ol}, \alpha_{el}, \omega_l$ és V_{oiml} koordinátákhoz tartozó pont a $P_o = \text{áll.}$ görbén lenne. (Ha meg tudnánk oldani az (5.3.5), (5.3.6) alatti két végtelen sort $\Delta\alpha_{ol}$ és $\Delta\alpha_{el}$ -re, akkor iteráció nélkül megkaphatnánk a keresett két új koordinátát; $\alpha_{on} = \alpha_{ol}$ és $\alpha_{en} = \alpha_{el}$.)

Minden iterációs lépésben $\Delta\alpha_o$ és $\Delta\alpha_e$ változók második és nagyobb hatványaihoz tartozó tagokat a Taylor sorban elhanyagoljuk, de változatlanul úgy tekintjük, mintha az első lépésben az (5.3.5) és (5.3.6) egyenlet, ill. a k -adik lépésben az $\alpha_{ok} = \alpha_{ok-1} + \Delta\alpha_{ok}$; $\alpha_{ek} = \alpha_{ek-1} + \Delta\alpha_{ek}$; ω_l és V_{oiml} koordinátákhoz tartozó pontra felírt "csonkitott" Taylor sor - amelyben $\Delta\alpha_{ok}^m = 0$ és $\Delta\alpha_{ek}^m = 0$ közelítésekkel számolunk - az elhanyagolás ellenére fennállna [$k = 0, 1, \dots, (n-1)$ és $m = 2, 3, \dots, \infty$]. A közelítés annál jobb, minél kisebb $\Delta\omega_l$.

A $(k+1)$ -edik lépésben $\alpha_{o,k+1}$ és $\alpha_{e,k+1}$ változók (5.3.5) és (5.3.6) szerint az

$$\underline{\alpha}_{k+1} = \underline{\alpha}_k - (\underline{f}'_k)^{-1} \Delta \underline{f}_k \quad (5.3.7)$$

iterációs mátrix egyenletből állapíthatók meg, ahol

$$\underline{\alpha}_k = \begin{bmatrix} \alpha_{ok} \\ \alpha_{ek} \end{bmatrix} \quad (5.3.8)$$

$$\Delta \underline{f}_k = \begin{bmatrix} \Delta P(k) \\ \Delta \beta(k) \end{bmatrix} \text{ ha } k \neq 0 \quad (5.3.9)$$

$$\Delta \underline{f}_0 = \begin{bmatrix} \Delta P(0) + \Delta \omega_1 \Delta P_\omega(0) + \Delta V_{oiml} \Delta P_v(0) \\ \Delta \beta(0) + \Delta \omega_1 \Delta \beta_\omega(0) + \Delta V_{oiml} \Delta \beta_v(0) \end{bmatrix} \quad (5.3.10)$$

$$\underline{f}'_k = \begin{bmatrix} \Delta P_o(k) & \Delta P_e(k) \\ \Delta \beta_o(k) & \Delta \beta_e(k) \end{bmatrix} \quad (5.3.11)$$

$$\Delta P(k) = P_o(k) - P_{oi}, \quad \text{ha } k \neq 0 \quad (5.3.12)$$

$$\Delta P(0) = P_o(0) - P_{oi} \quad (5.3.13)$$

$$\Delta \beta(k) = \beta_o(k) - \beta_{oi}(v_o, P_{oi}, \omega_1), \quad \text{ha } k \neq 0 \quad (5.3.14)$$

$$\Delta \beta(0) = \beta_o(0) - \beta_{oi}(v_o, P_{oi}, \omega_0) \quad (5.3.15)$$

Abban a második esetben, amelyikben az ismert $\alpha_{oo}, \alpha_{eo}, \omega_o, V_{oimo}$ koordinátájú pontból nem a $P_o = \text{áll.}$, hanem az $\omega_o = \text{áll.}$ görbe mentén kívánunk haladni az (5.3.7) alatt megadott iterációs képlet változatlan, kivéve, hogy most $\Delta \omega_1 = 0$; ΔV_{oiml} értéke a felvett ΔP_o lépésből számítandó, és

$$\Delta P(k) = P_o(k) - (P_{oi} + \Delta P_{oi}), \quad \text{ha } k \neq 0 \quad (5.3.12a)$$

$$\Delta P(0) = P_o(0) - P_{oi} \quad (5.3.13a)$$

$$\Delta \beta(k) = \beta_o(k) - \beta_{oi}(v_o, P_{oi} + \Delta P_{oi}, \omega_o) \quad \text{ha } k \neq 0 \quad (5.3.14a)$$

$$\Delta \beta_o = \beta_o(0) - \beta_{oi}(v_o, P_{oi}, \omega_o) \quad (5.3.15a)$$

Az (5.3.7) iterációs képlet alkalmazhatóságának szükséges feltétele, hogy az \underline{f}'_k mátrix determinánsa zérustól különbözzék: $\det(\underline{f}'_k) \neq 0$. Az \underline{f}'_k mátrixban és a $\Delta \underline{f}_0$ vektorban [(5.3.10) egyenlet] előforduló deriváltak közül P_o derivált-

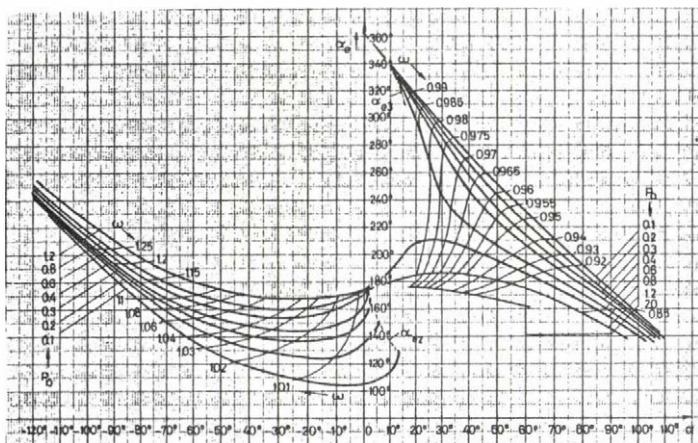
jait a $P_o = [2/(\pi \Omega_1)] v_1 V_{cm}$ kifejezés, míg β_o deriváltjait a $\beta_o = \varphi_1 - \alpha_o$ kifejezés differenciálásával állapítottuk meg. A deriváltak részben a 3.0 Függelékben, részben a [92] Tanulmány Kiegészítés című részének 5.2 pontjában találhatóak meg.

A program ellenőrző részei közül a következőket említjük meg: Az i_o kimenő-áram alapharmonikus amplitudót, ill. a P_o kimenőtéljesítményt kiszámítottuk egyrészt az inverter oldalról kiadódó és a [92] Tanulmányban található (K 5.1.2), ill. (5.2.2) és (5.3.1) képletből, másrészt a terhelőköri oldalról felírt A 4.1.3), ill. (5.3.1) egyenletekből.

A β_o szöget is kiszámítottuk mind a terhelőköri, mind az inverter felőli oldalról. Ellenőriztük az $i_{o1}(\alpha_e) = 0$ és a $v_c(0) = -v_c(\alpha_e) = V_{cm}$ egyenletek teljesülését, továbbá azt, hogy vajon az i_o áram di_o/dt deriváltja a $t=0$ időpontban pozitív, a $t=\alpha_e$ időpontban negatív értéket vesz-e fel, vagy sem.

5.4 Számítógépes eredmények

A számítógépes eredményeket az $\alpha_e \sim \alpha$ és a $v_1 \sim \alpha$ sikon az 5.4.1 és az 5.4.2 ábrák mutatják. α_e és v_1 változását α_o függvényében is felrajzoltuk a Melléklet



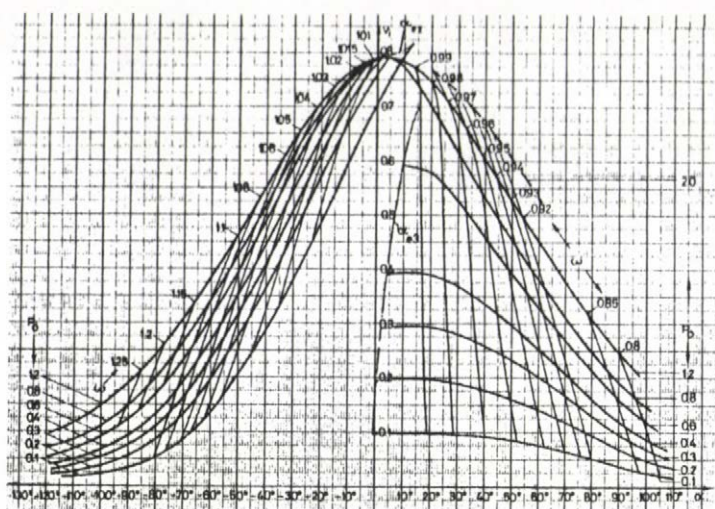
5.4.1 ábra
Állandó P_o és ω görbék az $\alpha_e \sim \alpha$ sikon

ezen nemcsak minőségileg, de a gyakorlat szempontjából elsősorban fontos kb. -40° -tól $+40^\circ$ -ig terjedő gyújtásszög-tartományban, mennyiségileg is jó közelséggel megegyező eredményt szolgáltatnak. A közöttük lévő eltérés általában csak néhány százalék. Jelentősebb különbség csak nagy gyújtásszögekre található. Az ábrákban a szögeket a mindenkor frekvencia egy periódusát 360° -nak véve adtuk meg. Nagy pozitív, ill. negatív gyújtásszögekre a periódusidő jelentősen nő, ill. csökken és ezért az α_e vezetési szög 180° alá, ill. fölé ke-

* / Az M 5.4.6 ábra V_{cm} változásai ω függvényében adja.

M 5.4.1 és M 5.4.2 ábráiban. α_o , β és V_{oim} változását α függvényében az M 5.4.3-M 5.4.5 ábrák adják meg. Az ábrákon a vastag vonallal rajzolt $P_o = \text{áll.}$ görbék mellett vékony vonallal feltüntetettük az $\omega = \text{áll.}$ görbékét is.*
Valamennyi ábrában $\Omega = \omega_s / \omega_p = 1$,
 $C_p / C_s = 210/48$, $V_{om} = 2$.

Az 5.4.1 és az 5.4.2 ábrákat, továbbá az M 5.4.1 és M 5.4.2 ábrákat a 3.6.1 és a 3.6.2 ábrákkal összehasonlítva kitűnik, hogy



5.4.2 ábra
Állandó P_0 és ω görbék az $\alpha_e \sim \alpha$ sikon

rül. Az M 5.4.7 ábrában a P_0 -áll. görbe családot ismét felrajzoltuk, de úgy, hogy minden frekvencián az állandó ω_p -hez tartozó periódusidőt vettük 360° -nak. Itt a P_0 -áll. görbék a nagy gyújtásszögek tartományában már nem mennek át az $\alpha_e = 180^\circ$ -os vonalon.

Az 5.4.1, ill. az 5.4.2 ábrán pl. a $P_0=1.2$ -es görbe mentén az $\alpha_e=180^\circ$ -hoz, ill. a v_1 maximális értékhez tartozó pont az α tengely irányában kissé jobbra

tolódott az $\Omega=1$ -es esetre vonatkozó 3.6.1 ábrában, ill. a 3.6.2 ábrában felrajzolt görbéhez képest. Ennek az a magyarázata, hogy a kondenzátor feszültségosztós terhelőkör alkalmazása miatt a C_s soros kondenzátorral a terhelés oldalról további $4C_p$ kondenzátor kapcsolódik sorba (4.1.2 ábra), ami a soros rezgőkör saját frekvenciáját kissé megnöveli. Most Ω értékét $\Omega = \omega_s / \omega_p$ helyett $\Omega = \omega'_s / \omega_p$ -ből kell számítani, ahol ω'_s a soros rezgőkör $4C_p$ kondenzátor miatt megnövekedett saját frekvenciája. Számszerűen $\Omega = \omega'_s / \omega_p = 1.03$.

Néhány további számítógépes eredmény a [98] Tanulmány Kiegészítés c. részében a K 5.4-gyel kezdődő számozású ábrákban található. A számítógépes eredményeket a 3. Fejezetben leírtakkal és a laboratóriumi mérési eredményekkel a 7.6 pont veti részletesebben össze.

A $\beta(\alpha, P_0)$ függvény ismeretében (ld. M 5.4.4 ábrát) a terhelőkör vizsgálata során a (4.2.2) alatt felírt $v_1 = (\pi/4\sqrt{2})(v_0/\eta) \cos\beta$ összefüggésből most már felrajzolható a $v_1(\alpha, P_0)$ függvénykapcsolat (M 5.4.8 ábra). Az eredményül kiadódó görbék a pozitív gyújtásszög-tartományban futó, kisebb terheléshez tartozó görbék kivételével közel esnek az 5.4.2 ábra görbéihez.

6. INDITÁS

A Fejezet célja egy új, középfrekvenciás inverter indítási mód elvének a leírása és az értekezésben tárgyalt frekvenciaosztásos inverter állandósult állapotbeli és tranziens viselkedésének a vizsgálata az indítás legfontosabb szakaszában.

A 6.1 pont a rendszer indítás szempontjából fontos részeit mutatja be. A 6.2 pont a középfrekvenciás inverter ismert indítási változatait foglalja össze. A 6.3 pontban az új, logikai oldali indítási mód elve olvasható. Az új eljárás leglényegesebb előnye az, hogy az indítás céljaira erősáramú kört nem igényel. Ugyancsak itt található az indítási tranziens folyamatról készített néhány laboratóriumi oszcilloszkóp felvétel is. A 6.4 pont az inverter egyik elméleti szempontból érdekes állandósult állapotát vizsgálja, nevezetesen azt, amelyikben az invertertirisztorok gyűjtóimpulzusainak a frekvenciáját, külső frekvenciavezérléssel, a terhelés sajátfrekvenciájának a felére, vagy röviden fél-frekvenciára állítjuk be. A logikai oldali indítás egyik legfontosabb szakaszában az inverter, külső frekvenciavezérléssel, közelítőleg harmadfrekvencián üzemel. Ezt az üzemmódot vizsgálja az inverter állandósult tranziens állapotára a 6.5 pont. A 6.6 pont a szűrőkör két kimenőfeszültségének az időbeni változását határozza meg. A 6.5 és 6.6 pont előkészíti az inverter indulási tranziens folyamatát, a mintavételezési elv alkalmazásával leíró 6.7 pontot, amelynek végén nagy számban találhatók számítógépes eredmények. Mind a három pont közelítőleg feltételezi, hogy az inverterből kifolyó áramimpulzusok félszinuszosak. Végül az utolsó két pont egy új gyűjtésszabályozási elvet, a megvalósítás egy lehetséges módját és mérési eredményeket közöl.

6.1 A rendszer leírása

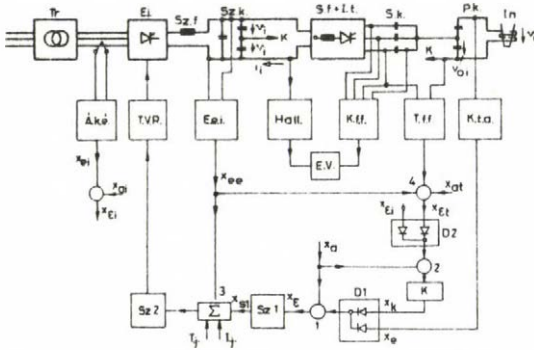
Ez a pont képet ad az inverterrendszeréről. Célja elsősorban az indítás magyarázatának az előkészítése.

Az inverter főbb egységeit - a logikai vezérlést végző digitális rész, továbbá az invertertirisztorok gyűjtésszög vezérlését és szabályozását végző egységek kivételével - a 6.1.1 ábra elvi vázlata mutatja. A vastag vonallal rajzolt erősáramú résszel a 2.6.1 ábrán már találkoztunk.

Az ábra elektronikus része három szabályozót mutat be. Az induktorfeszültség-szabályozó (alapjele x_a) a v_o feszültséget tartja állandó értéken. Az áramkorlátozó (alapjele x_{ai}) az E.i. egyenirányító bemenőáram középértékének maximumát határolja be. A tirisztorfeszültség-korlátozó (alapjele x_{at}) az invertertirisztorok feszültségében a maximális pillanatértéket, vagyis a $V_{Tm+} = v_i + V_{cm} + V_{oim}$ feszültséget korlátozza be. Mind a két korlátozó kör az egyenirányi-

6.1.1 ábra

Frekvenciaosztásos inverter főbb egységei



Tr. hálózati transzformátor; E.i. egyenirányító; Sz.f. szűrőfojtó tekercs; Sz.k. szűrőkondenzátorok; S.f.+I.t. soros fojtótekercsek + invertértirisztorok; S.k. soros kondenzátorok; P.k. párhuzamos kondenzátorok; In. induktor; Á.k.é. áramkorlátozó érzékelő; T.V.R. tirisztor vezérlő rendszer; E.e.i. egyen-egyen inverter; Hall. Hall áramérzékelő; K.f.f. kondenzátorfeszültség-figyelő; T.f.f. tirisztorfeszültség-figyelő; K.t.a. középfrekvenciás transzformátor adó; E.V. elektronikus védelem.

tó kimenőfeszültségének a csökkentése irányában hat.

A feszültségszabályozókörben egy belső hurok is van, amely oly módon létesül, hogy a szűrőkör $2v_i$ kimenőfeszültségét az E.e.i. tranzisztoros-transzformátoros egyen-egyen inverterrel érzékeljük és az érzékelt x_{ee} feszültséget is rávezetjük a 3-as összegezőn keresztül az Sz.2. szabályozó erősítő bemenetére. A belső huroknak a stabilitás javításán túlmenően az inverter indításánál van jelentős szerepe.

A 3-as összegezőre még további két jel jut: I.j. és T.j. Normál üzemi állapotban mind a két jel zérus. Indításkor, az indítás egy szakaszában azonban az I.j. indító jel egy állandó, zérustól különböző értéket vesz fel. Ilyenkor az Sz.1. szabályozó erősítő telítésben van és az x_{s1} kimenő jele állandó érték. x_{s1} és az I.j. jelek együtt képezik a belső szabályozó hurok alapjelét és írják elő az indítás kezdeti szakaszában a szűrőkör kimenőfeszültségének az értékét.

A T.j. tiltó jelet valamelyik védelem megszólalása, vagy az inverter leállási parancsa váltja ki. Megjelenésekor a 3-as összegező többi bemenőjelétől függetlenül az E.i. egyenirányító inverter üzemmódba kerül. Ily módon a szűrőkörbe tárolt energia egy része visszatáplálódik a hálózatba. Ez az intézkedés csökkentheti az inverter leállásakor fellépő tranziens folyamat alatti túlfeszültségeket.

A feszültségszabályozó x_a alapjelének a változtatása nem befolyásolja a két korlátozó kör korlátozási szintjét, ez csak a korlátozó kör alapjelétől függ. Dolgozzék ugyanis az inverter korlátozó üzemben ($x_k > x_e$). A feszültségszabályozó x_a alapjele az 1-es összegezőben kivonódik, a 2-es összegezőben hozzáadódik a másik bemenőjelhez. Ilyen módon elérhető, hogy korlátozó üzemben az x_e hibafeszültség x_a -tól független legyen.

A középfrekvenciás oldali zárlat esetén működő E.V. elektronikus védelem időzés nélkül letiltja az invertertirisztorok gyújtóimpulzusait. Még további kb. 15 hibafajtát figyeltetünk különféle védelmi körökkel, amelyek megszólalásakor a védelem kikapcsolja az erősáramu kör energiaellátását, de az invertertirisztor-gyújtóimpulzusok nem tiltódnak le. Az inverter gyakorlatilag mindaddig működik, amíg a v_o kimenőfeszültség zérusnál nagyobb, azért, hogy az energiatárolók energiája a terhelésben emésztődjék fel.

Itt jegyezzük meg, hogy az Á.k.é-vel egy sorba rajzolt valamennyi egység az erősáramu és az elektronikus kört potenciálisan szétválasztja egymástól. Mind a két kör szabad, lebegő potenciálon van abból a célból, hogy a közöttük lévő csatolás minimális legyen. Ennek a vezérlő egységekre visszakerülő zajok, zavarok csökkentése szempontjából van nagy jelentősége.

6.2. Önvezérléses inverter indítása

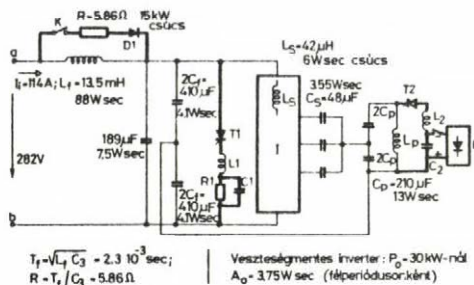
Önvezérléses inverter indítása lényegében véve két ok miatt ütközik nehézségbe. Az indítás kezdetén egyrészt az inverter v_o kimenőfeszültsége még zérus, másrészt az energiatárolóinak a többsége feltöltetlen. Az invertertirisztorok gyújtóimpulzusainak a szokásos képzéséhez a v_o feszültségre szükség lenne. Az inverter az indítás végén kialakuló állandósult állapotba, vagyis az energiatárolóinak a feltöltött állapotába, az indítási tranziens folyamaton keresztül jut. A tranziens folyamatnak az egyes elemek feszültség és áram igénybevételi határán belül kell lezajlania és közben minden félperiódusban biztosítani kell az invertertirisztorok minimális szabaddáválási idejét.

Az alábbiakban leírjuk az egyik, irodalomból ismert, gyakran alkalmazott indítási eljárás elvét, és említést teszünk egy másikról azért, hogy a következő pontokban tárgyalandó, új indítási módszer számára összehasonlítási alapunk legyen [13, 43, 47, 69, 91, 93].

A 6.2.1 ábra a frekvenciaosztásos inverter erősáramu indítókörökkel kiegészített elvi kapcsolási vázlatát mutatja. Az ábra tájékoztatásul megadja a fontosabb energiatárolók értékét és névleges állapotban a bennük tárolt energiát, a 30 kW-os, 4 kHz-es inverterre. Kitűnik, hogy az L_f szűrőfojtótekercsben tárolt mágneses energia kiugróan nagy érték. Az ábra megadja még középfrekvenciás félperiódusként az inverter által a szűrőkörből a terhelőkörbe szállított A_o energiát névleges állapotban [ld. (3.2.4) és (3.3.3) egyenleteket]. Eszerint a szűrőfojtótekercs $88/3.75 = 23$ "félperiódusnyi" energiát tárol.

Az indítókört az ábra vastag vonallal ábrázolja. Az indítási folyamat a következőképpen zajlik le: Az indítás kezdetén vezessünk állandó egyenfeszültséget az a-b bemenőkapcsokra, vagyis a szűrőkondenzátorokra. Először a T1 tirisztort





6.2.1 ábra

Erősáramu indítókörök a frekvenciosztásos inverterhez

kell választani, ami a méreteket és a költségeket növeli. R_1 részben növeli a feszültség-területet, részben pedig kisüti a C_1 kommutáló kondenzátort a T_1 tirisztor zárása után.

A T_2 tirisztort a t_1 időpontban, vagy annak közvetlen közelében célszerű gyújtani, hiszen ekkor a legnagyobb az L_f fojtótekerccs árama és a szűrőkondenzátor feszültsége is a kiindulási értéken van. A T_2 tirisztor az E egyenirányítóval feltöltött C_2 kondenzátort rásüti a terhelő rezgőkörre, amelynek a feszültsége a T_2 tirisztoron átfolyó áramimpulzussal közölt energia hatására a terhelő rezgőkör sajátfrekvenciájával csillapodó lengésekbe kezd. Az induktor sarkain megjelenő v_0 feszültség már módot ad arra, hogy segítségével az invertergyújtókör megfelelő fázishelyzetű gyújtóimpulzusokat képezzen és ezekkel elkezdődjék az invertertirisztorok gyújtásvezérlése. Megindul a terhelő rezgőkör sajátfrekvenciájának az ütemében az energiaszállítás a szűrőkörből az inverteren át a terhelésbe. Helyes méretezés esetén a v_0 feszültség nem hal el. Az indítási folyamat megkönnyíthető, ha az indítási időre a szűrőfojtótekerccsel R ellenállást kapcsolunk párhuzamosan.

A másik, irodalomból ismert, indítási eljárásra itt csak hivatkozunk [91]. Ennél az erősáramu indítókör két tirisztorból, két kommutáló fojtótekerccsből és egy kondenzátorból áll.

Az említett indítási módok esetében viszonylag költséges és terjedelmes erősáramu segédköröket kell alkalmazni. Az indítókör elemein átfolyó áram, illetve a rajtuk fellépő feszültség az inverter névleges kimenőáramának, ill. feszültségének a nagyságrendjében van. Pl. a 6.2.1 ábrán alkalmazott R segédellenálláson disszipált csúcsteljesítmény 30 kW-os inverter esetén kb. 15 kW. Bár az indítókör elemeinek a méretezésénél figyelembe lehet és kell venni a rövid idejű üzem miatti túlterhelhetőséget, még így is értékük számottevő. Egyszerűbb és

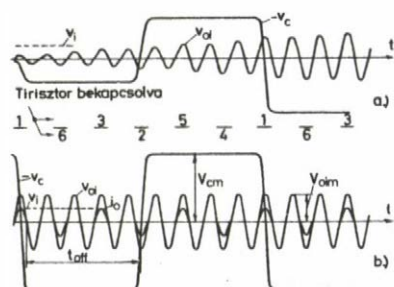
gyűjtjük. A feltöltött szűrőkondenzátoron és az L_1 - C_1 áramkörön át egy áramimpulzus fog folyni. Az indítókörnek ez a része célját annál inkább eléri, minél hosszabb időre és minél kisebb feszültségre tudja lecsökkenteni a szűrőkondenzátor feszültségét az állandó bemenőfeszültséghez képest, vagyis minél nagyobb feszültség-időterület jut az L_f fojtótekerccsre addig a t_1 időpontig, amíg a szűrőkondenzátor először veszi fel ismét a kiindulási értéket. Ezért L_1 és C_1 értékét meglehetősen nagyra

olcsóbb lehet egy olyan indítási mód, amelyben külön erősáramu indító segédbe-
rendezésre nincs szükség.

6.3 Indítás a logikai oldalról

A frekvenciaosztásos inverterben új indítási módot alkalmaztunk. Ennél az erős-
áramu körben nincsen szükség az indításhoz egyetlen járulékos komponensre sem.
Az indítás logikai oldalról vezérlődik és csupán a logikai részt kell megfele-
lő, különleges módon kialakítani. Ennek a részleteibe azonban e helyen nem bo-
csátkozunk, helyette egy publikációnkra hivatkozunk [93].

Az indítás öt, időben egymás után következő szakaszból áll. Az első szakaszban
beáll egy alkalmasan megválasztott v_1 egyenfeszültség. A második szakaszban az
indító logika által megszabott, állandó f_1 frekvenciájú gyújtóimpulzusok jut-
nak az invertertirisztorokra. Az inverter f_1 frekvenciával működni kezd és fel-
tölti az energiatárolókat. A harmadik szakaszban az f_1 frekvencia ugrásszerűen
a terhelés sajátfrekvenciájához közeli értékre változik. A negyedik szakaszban
az inverter-gyújtóimpulzus képzés átvált a külső generátorról önvezérlésre,
vagyis ettől kezdve a gyújtóimpulzusok a v_o kimenőfeszültségből képződnek
(2.5 pont). A gyújtásszög $\alpha = 0$. Ugyancsak ebben a szakaszban éled fel a fe-
szültségszabályozó, a v_o kimenőfeszültség simán átáll a szabályozó alapjele
által megszabott értékre. Végül az ötödik szakaszban a gyújtásszög először át-
áll a kritikus gyújtásszögnél nagyobb értékre, majd bekapcsolódik a gyújtás-
szög-szabályozó.



6.3.1 ábra

A v_{o1} kimenőfeszültség és a v_c kon-
denzátorfeszültség időbeli változá-
sa harmadfrekvencián felfutás alatt
(a ábra) és állandósult állapotban
(b ábra). Elvi ábra.

* (A v_{o1} feszültség időbeni változásáról pontosabb képet ad a 6.5 pont.)

Az indítás második szakaszára vonatko-
zóan a 6.3.1 ábrán bemutatott közelítő,
elvi ábra szemlélteti a kapcsolás műkö-
dés módját átmeneti állapotban (a ábra)
és állandósult állapotban (b ábra). A
b ábrán közelítőleg feltételezzük, hogy
a v_o kimenőfeszültség és ennek leosz-
tott értéke v_{o1} állandó, szinuszos fe-
szültség, amelynek frekvenciája meg-
egyezik a soros rezgőkör sajátfrekven-
ciájával és a tirisztorok a v_{o1} fe-
szültség zérusátmenetének az időpontjá-
ban kapnak gyújtást*. A tirisztorok ál-
landó, külső f_1 gyújtási frekvenciáját

a v_{oi} frekvenciájának, f_p -nek a harmadára választottuk. A tirisztorokat az ábrán megadott sorrendben és időpontokban gyújtva i_o áramimpulzusok folynak a gyújtott tirisztorhoz tartozó soros rezgőkörben. Az áramimpulzusok egyrészt hatásos teljesítményt szállítanak a terhelő körbe, másrészt átpolarizálják a soros kondenzátor feszültségét. A harmadfrequencia választását a következők indokolják:

Ez az f_p frekvenciához legközelebb fekvő olyan szubfrekvencia, amelyen az áram harmadik harmonikusa tulnyomórészt hatásos teljesítmény-szállítást végez az inverteren át a terhelésbe ($\Omega = 1$). Az indulásnak ebben a szakaszában a cél az, hogy valamennyi energiatárolót, így a terhelést is, energiával töltsük fel. Az előző érvelésnek egy másik megfogalmazás is adható. Az $f_i = f_p/3$ indulási frekvenciájú i_o áramnak a harmadik harmonikusa f_p frekvenciájú. Mint a 4.3 pontban láttuk, a terhelőkör \bar{Z}_o bemenőimpedenciája az f_p frekvenciára a legnagyobb és ezért az $f_i = f_p/3$ frekvenciájú i_o áram harmadik harmonikusa nagy v_o kimenőfeszültséget képes előállítani.

Az $f_i \cong f_p$ választás problematikus. Ilyenkor minden középfrekvenciás félperiódusban energiát veszünk ki a szűrőkörből, vagyis a legnagyobb időállandóju tagnak, a szűrőkörnek, kevesebb ideje maradna két energialeadás közben arra, hogy a szűrőkondenzátorokat újra töltsse. A $2v_i$ tápfeszültség az indulási transziens szakasz kezdetén tulzott mértékben lecsökkenhet, sőt esetleg előjelet is válthat (6.7.4 pont). A negatív $2v_i$ feszültség időszaka alatt az energiaáramlás iránya megfordul, a szűrőkör energialeadás helyett energiát venne fel az inverter felől. A v_i és ezért a V_{cm} feszültség csökkenése, vagy előjelváltása miatt előfordulhat, hogy egy vagy több tirisztor egy ideig nem tud begyújtani, ill. egy vagy több alinverter véglegesen kiiktatódik, mivel a gyújtóimpulzusok érkezésekor a tirisztorra záró irányu feszültség jut.

$f_i = f_p/3$ -nál kisebb frekvencia választása is hátrányos lenne, minthogy egyrészt ilyenkor - különösen nagyobb terhelések melletti indulás esetén - két gyújtóimpulzus között a v_o és v_{oi} feszültség amplitudó erősen lecsökkenne, másrészt tulságosan közel kerülnének az egyenirányító felharmonikusainak a frekvenciájához.

A 6.3.1 b ábra szerint az áramvezetés után a soros kondenzátor feszültsége az éppen vezetett tirisztoron hosszú időn át záró irányu feszültséget képes fenntartani a $V_{cm} > (v_i + v_{oim})$ miatt. A tirisztorok t_{off} szabaddáválási ideje kissé nagyobb a kimenőfeszültség négy periódusánál.

Felfutás alatt (a ábra) v_{oi} és v_c feszültségek zérusból kiindulva, fokozatosan

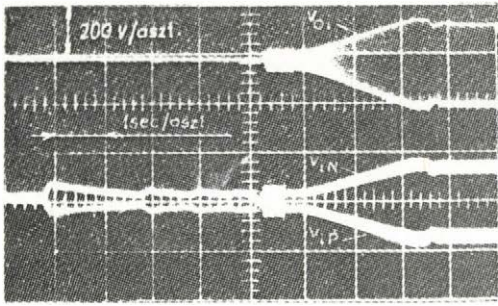
növekedve érik el végértéküket. Ha v_{oi} zérus maradna és a soros rezgőkör veszteségmentes lenne, akkor a v_c kondenzátorfeszültség minden pozitív ági tirisztor gyújtásakor v_i , minden negatív ági tirisztor gyújtásakor $-v_i$ körül lengve átpolarizálna. v_c amplitúdója minden átpolarizálódás után $2v_i$ -vel nőne. v_{oi} egyidejű növekedése és a bemenő soros rezgőkör veszteségei miatt v_c amplitúdója V_{cm} állandó értékhez tart. A párhuzamos rezgőkör v_{oi} minden harmadik félperiódusában kap energia-betáplálást és ezért mintegy lépcsősen növekedve éri el végértékét. A tirisztorok szabaddáválási ideje általában felfutás alatt is ugyanakkora, mint állandósult állapotban.

A bemenő szűrőkör nagy időállandója miatt a v_i feszültség a felfutás alatt harmadfrequencián is jelentősen csökken. Ez azonban alapvetően nem módosítja v_c és v_{oi} változási módját.

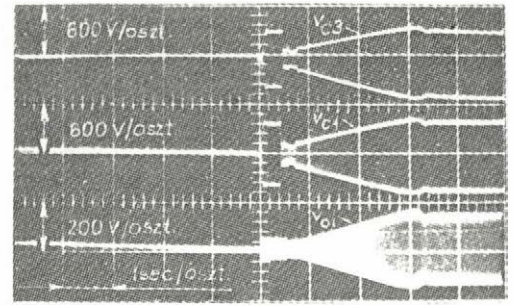
Az indítás harmadik szakaszának kezdetén a külső frekvencia gyakorlatilag ugrásszerűen nő meg f_p közelébe. Most azonban már az energiatárolók és mindenekelőtt a szűrőfójtó részlegesen feltöltött állapotban van. A szűrőkör még a felépő tranziens folyamat kezdetén is minimálisan a szűrőfójtó tekercs áramával megegyező középértékű áramot le tud adni. Ha a külső frekvencia elég közel van a terhelés sajátfrekvenciájához, akkor az új állandósult állapotot - a 4. Fejezet szerint - úgy lehet tárgyalni, mint egy adott gyújtásszögű önvezérléses inverterét. A gyújtásszög módosításával ugyanis változtatható az önvezérléses inverter kimenő frekvenciája a terhelés sajátfrekvenciája környezetében (4.5.1 b ábra). Külső frekvencia vezérlés esetén fordított a helyzet, az egyenértékű gyújtásszög nagyságát a külső frekvencia szabja meg, vagy más szavakkal, mindig található egy olyan egyenértékű gyújtásszög, amelynél az inverter önvezérléses üzemből a külső frekvenciával megegyező frekvencián dolgozna.

Az előző gondolatmenetet folytatva, az indítás harmadik szakaszához képest a negyedik szakasz is úgy fogható fel, mintha csupán az önvezérléses inverter gyújtásszöge változott volna meg.

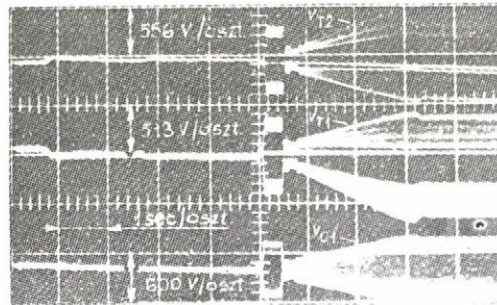
A kivitelezett inverter kapcsolásban az időtartamok az indítási folyamat egyes szakaszai között a következők voltak: $t_2 - t_1 = 4$ sec, $t_3 - t_2 = 0.5$ sec, $t_4 - t_3 = t_5 - t_4 = 0.14$ sec. A jelek a szabályozó alapjele által meghatározott értékre, folyamatosan változva, kb. 2 sec alatt állnak át. A 6.3.2 ábra az indítási tranziens folyamatról három oszcilloszkóp felvételét mutat. Az a ábrán v_{ip} , ill. v_{in} , pozitív, ill. negatív oldali tápfeszültség jelében jól látszik a tápfeszültség bekapcsolását követő első, lengő szakasz, míg a következő indítási szakaszok legélesebben a b ábra kondenzátor feszültségeiben válnak szét.



a ábra



b ábra



c ábra

6.3.2 ábra

Oscilloszkóp felvételek az indítási tranziens folyamatról. Terhelés: névleges állapotban 30 kW-os kimenőteljesítményt eredményező acélhenger.

6.4 Közelítő vizsgálat félfrekvencián

Ebben a pontban közelítő módszerrel képet adunk a v_{O1} , v_{O2} és v_{O3} feszültségek időbeni változásáról állandósult állapotban, abban az esetben, ha a külső frekvencia a terhelés sajátfrekvenciájának a fele, vagy röviden félfrekvencián. Közelítésképpen az i_O áramimpulzust szinuszos alakúnak vesszük: $i_O = I_{om} \sin t$, és feltételezzük, hogy $\Omega = 1$. Egyik mérésünk szerint félfrekvencián: $v_{i1} = 20$ V, $V_{cm} = 310$ V, míg a most nem szinuszos v_{O1} feszültség legnagyobb pillanatértéke 23 V (ld. később a 6.4.3 ábrát). A $(v_{i1} + V_{cm})$ feszültség szinuszos $i_O(t)$ áramimpulzust létesít, s mint látjuk, esetünkben az $i_O(t)$ áramimpulzust jó közelítéssel e két feszültség határozza meg.

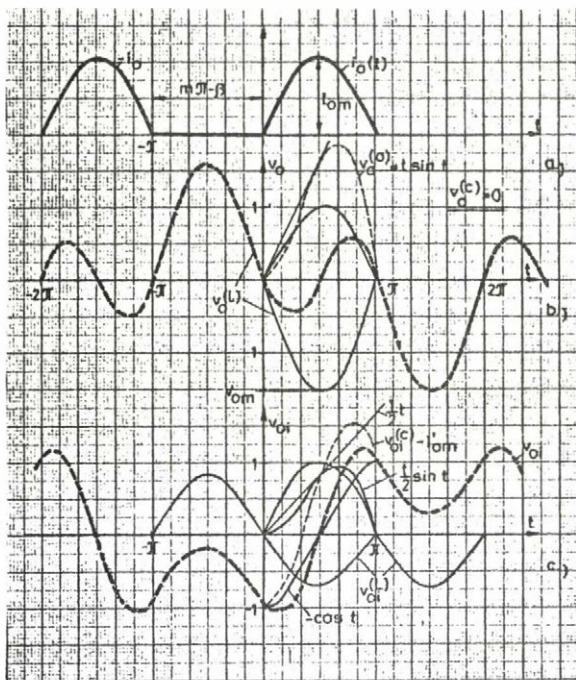
A félfrekvenciás üzem elméleti szempontból érdekes. Míg a harmadfrekvencia, vagy általában $(1+m)$ -ed frekvencia környéki szinuszos áramimpulzusok ($m=0,2,\dots$), továbbá a terhelőkör sajátfrekvenciája környéki periódikus bemenő áram, kis ξ_p csillapítási tényező esetén közelítőleg szinuszos v_O feszültséget létesítenek, addig félfrekvencián a v_O feszültség még $\xi_p = 0$ esetén sem lehet szinuszos.

(Ha pl. feltételezzük, hogy a v_o és v_{oi} feszültségek szinuszos alakúak és ki-kötjük, hogy az i_o áramimpulzus a v_{oi} feszültség zérusátmeneténél indul, akkor i_o két félszínusként váltakozva hol fázisban, hol ellenfázisban van v_{oi} -vel. Az első esetben energia áramlik a terhelésbe, a másodikban - két félszínus mulva- ugyanaz az energia áramlik vissza a terhelésből. Periódusonként váltakozva növekszik, majd csökken a terhelőkörben tárolt energia, következésképpen a kiindulási feltételezésünk v_{oi} és v_o szinuszos alakjára helytelen. Ugyanerre az eredményre jutnánk, ha az i_o áramimpulzust a v_{oi} feszültség maximumának az időpontjában indítanánk. Most is a terhelőkörben tárolt energia periódusonként váltakozva növekedne, majd csökkenne, csak az energia-adagok eloszlása módosulna.)

Gyorsan kaphatunk jó, közelítő képet a feszültségek időbeli lefolyásáról, ha i_o -t Fourier sorba fejtjük és csak az alapharmonikus és a harmadik harmonikus összetevő által létesített feszültségösszetevőket vesszük figyelembe. A számítás a 4.3 pontban közölt terhelőköri impedanciadiagram alapján egyszerű és gyors. Itt egy másik módszert mutatunk be, amely bár kissé talán hosszadalmasabb, de pontosabb is.

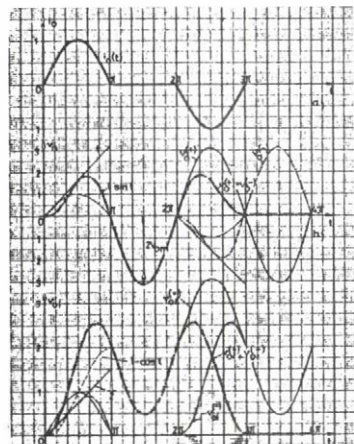
A feszültségek időbeli változását a három energiatárolóban, pl. a periódikus állapot kezdő időpontjában felhalmozott energia és az i_o bemenő áramimpulzus egyértelműen meghatározza és így pl. a v_{oi} feszültséget négy szuperpozíciós feszültségkomponens eredőjeként állíthatjuk elő: $v_{oi}(t) = v_{oi}^{(o)} + v_{oi}^{(L)} + v_{oi}^{(c)} + v_{oif}^{(c)}$. A $v_{oi}^{(o)}$ az i_o áramimpulzus, $v_{oi}^{(L)}$ az induktivitás kezdeti árama, $v_{oi}^{(c)}$, ill. $v_{oif}^{(c)}$ az alsó, ill. felső kondenzátor kezdeti feszültsége által létesített összetevő. A feszültség-időfüggvények számítását a 6.0 Függelék részletezi arra az általános esetre, amelyikben az i_o áramimpulzus vége és a következő i_o áramimpulzus kezdete közötti távolság $(m\pi - \beta)$ (6.4.1a ábra). Fél-, illetve harmadfrequencián $m=0$, ill. $m=2$ és $\beta=0$. A félfrequenciára vonatkozó (A 6.0.27)...(A 6.0.32) képletek alapján v_o és v_{oi} hullámalakját a 6.4.1 ábrába rajzoltuk fel. Az eredő feszültséget vastag, szaggatott vonal ábrázolja. A $t=-\pi$ (vagy $t=\pi$) időpontban $v_o=0$, de az induktivitás árama nem zérus. A bemenő áramimpulzusok közötti szakaszokban ezért $v_o(t) = v_o^{(L)}(t)$ és a $v_o(t)$ egyik ill. másik fele a kondenzátoros feszültségosztó v_{oi} , ill. v_{oo} feszültségében is megjelenik. Minthogy a $t=-\pi$ időpontban $v_{oi}^{(c)}(-\pi) = -v_{oo}^{(c)}(-\pi) = -I'_{om} = I_{om} C_s / 4C_p$, az eredő v_{oi} feszültség a $-\pi \leq t \leq 0$ időszakban: $v_{oi} = (1/2)v_o - I'_{om}$. A $0 \leq t \leq \pi$ időközben a (o) felső indexű összetevők is megjelennek. Az $i_o = I_{om}$ szint bejövő áramimpulzus $2I_{om}$ töltésmennyiséget szállít, aminek hatására a $t=0$ időpontban még $v_{oi} = -v_{oo} = -I'_{om}$ nagyságú feszültségek a $t=\pi$ időpontra $2I'_{om}$ -vel megváltoznak, $v_{oi} = -v_{oo} = I'_{om}$ -re.

Elvben elképzelhető $\xi_p = 0$ esetén egy másik üzemállapot kialakulása is. Ekkor minden 4π periódusidő végén a terhelőkör energiamentes, vagyis pl. minden pozitív áramimpulzus megjelenésével bekapcsolási tranziens folyamat veszi kezde-



6.4.1 ábra

Szinuszos áramimpulzusok hatására (a ábra) a v_o (b ábra) és a v_{oi} (c ábra) feszültség időbeli lefolyása félfrekvencián ($I'_{om}=1$)



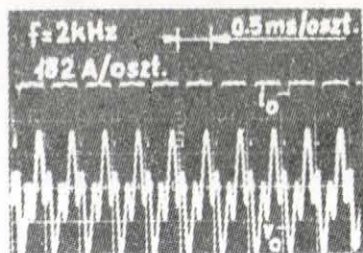
6.4.2 ábra

v_o és v_{oi} feszültség időfüggvénye veszteségmentes terhelőkör esetén félfrekvencián

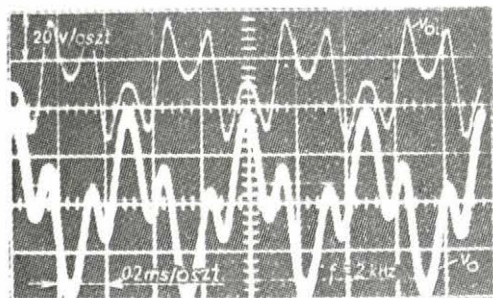
tét. Ugy képzelhető, hogy feszültséget csak az i_o áramimpulzusok hoznak létre, az (L) és (c) felső indexű feszültségkomponensek zérusak. A hullámalakokat a 6.4.2 ábra mutatja. A pozitív, ill. negatív áramimpulzus által létesített feszültségkomponenst (+), ill. (-) felső index jelöli. Látszik, hogy az eredő v_o és v_{oi} feszültség a negyedik félperiódusban zérus, helyre áll a kiindulási állapot. (Könnyű belátni azt, hogy a v_o feszültség 4π időtartamra vett átlagértéke zérus.) Ha azonban $\xi_p \neq 0$, a negyedik félperiódusban pl. $|v_o^{(+)}| < |v_o^{(-)}|$, az eredő feszültség nem zérus. Fellepnek az (L) felső indexű feszültségkomponensek. A "szaggatott" üzemmód helyébe folyamatos lép.

A tényleges áramkörben sem v_{oi} -ben, sem v_{oo} -ban nem maradhat meg állandósult állapotban a bekapcsoláskor fellepő egyenáramu tag (6.4.2 c ábra). Az egyenáramu tag elhalása megfelel a (c) felsőindexű komponensek fellepésének.

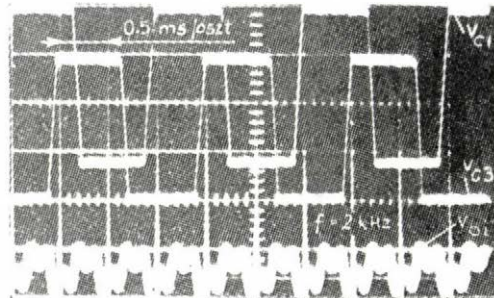
Kis ξ_p esetén a mért hullámalakok jó közelítéssel megegyeznek a 6.4.1 ábrán bemutatottakkal. A 6.4.3 ábra a 30 kW-os inverterről három oszcilloszkóp felvételét mutat be, amelyek a félfrekvenciához közeli, 2 kHz-es, külső frekvencia vezérlés esetén készültek. Az a ábrán i_o csak az egyik irányú áramimpulzusokat mutatja. A v_o , ill. v_{oi} feszültséget két felvétel, az a és b, ill. b és c tünteti fel. A b ábra időben 2.5-szeres nyújtásban mutatja a hullámalakokat. A c ábrán két soros kondenzátorfeszültség is látható. A c ábrában a lépték a v_{c1} és v_{c3} kondenzátor feszültségekre: 200 V/osztás,



a ábra



b ábra



c ábra

6.4.3 ábra

Oszilloszkóp felvételek közel félfrekvencián

míg a v_{oi} feszültségre 50 V/osztás.

A 6.4.1 ábrán bemutatott elméleti görbealakokhoz nagyon hasonló időfüggvényeket mutatnak a felvételek. Figyeljük meg pl. az a ábrában, hogy az i_o áramimpulzus ideje alatt v_o háromszor metszi a zérus tengelyt. Nagyon karakterisztikus ezen kívül a kétpupu v_{oi} görbe is. A mérés alkalmával $v_i = 20$ V volt. Az a ábrából: $I_{om} = 346$ A, a c. ábrából: $V_{cm} = 310$ V. Egyedül a $(v_i + V_{cm})$ feszültség által létesített szinuszos áramlengés csúcserőértéke:

$(v_i + V_{cm}) / \sqrt{L_s/C} \cdot \sqrt{L_s/C}$ a soros rezgőkör hullámellenállása. ($C = 39.8 \mu F$ a soros rezgőkör eredő kapacitása, vagyis az a kapacitás, amely a C_s soros kapacitás mellett figyelembe veszi a szűrőkör és a terhelőkör kapacitárait is.) A számértékeket behelyettesítve $(v_i + V_{cm}) / \sqrt{L_s/C} = 323$ A adódik, vagyis a mért értéktől nem sokkal tér el. I_{om} ismeretében a 6.0 Függelékben felírt $V_{om} =$

$$V_{om} = \frac{\pi}{2} \frac{C_s}{4C_p} \frac{I_{om}}{\omega_s C_s} = \frac{\pi}{2} \frac{48}{4 \cdot 210} \frac{346 \text{ A}}{1.07 \Omega} = 29 \text{ V}$$

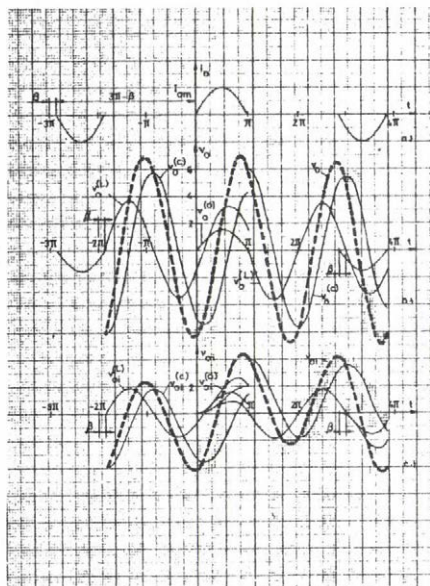
(ld. 2.6 pontot). A mért érték a b ábrából $V_{om} = 34$ V.

6.5 Közelítő vizsgálat harmadfrekvencia környezetében

Az előző pontban félfrekvencián bemutatott közelítő vizsgálati módszert és eredményeit részben felhasználva egyszerűsített kép adható harmadfrekvencián is a v_{oi} , v_{oo} és v_o feszültségek időbeli változásáról. Most is legyenek érvényben ugyanazok az egyszerűsítő feltételezések, mint a félfrekvenciás vizsgálatnál. Kivételt csak a $\xi_p = 0$ közelítéssel kell tennünk. Most ugyanis minden i_o áramimpulzus egy A_o energiaadagot szállít a terhelésbe. A terhelés hatásos teljesítményét, vagyis a ξ_p csillapítási tényezőjét zérustól különbözőnek kell feltételezni ahhoz, hogy állandósult állapot kialakulhasson.

A harmadfrekvenciás vizsgálat gyakorlati jelentőségét az adja, hogy az inverter az indulás második szakaszában közelítőleg ezen a frekvencián üzemel. Eredményeinket kissé általánosított alakban alkalmazni fogjuk majd a 6.7 pontban az indulási tranzitens folyamat közelítő vizsgálatakor.

Mint említettük, a harmadfrekvenciás áramimpulzusok harmadik harmonikusára a terhelőkör rezonanciában van, bemenőimpedanciája maximális. A terhelőköri feszültségeket nagyrészt az áram harmadik harmonikusa létesíti. A harmadfrekvenciától való kis eltérés ezért várhatóan jelentős mértékben módosítja a terhelőköri feszültségeket. Legyen két egymás után következő szinuszos áramimpulzus



6.5.1 ábra

Harmadfrekvencia körüli, szinuszos áramimpulzusok (a ábra) hatására kialakuló v_o (b ábra) és v_{oi} (c ábra) feszültség időfüggvénye. ($\xi_p = 0.017$. Valamennyi feszültség I'_{om} -re van vonatkoztatva.)

közötti távolság $(3\pi - \beta)$ (6.5.1 a ábra) vagy általánosságban, ha harmadfrekvencia helyett $(m+1)$ -ed frekvencia környékét vizsgáljuk ($m=0,2,4,\dots$), a távolság $[(m+1)\pi - \beta]$. Az áramimpulzusok frekvenciája $f_i = \pi / [(m+1)\pi - \beta]$. Az alábbiakban az általánosabb esetet vizsgáljuk. Eredményeink tetszőleges szubfrekvencián alkalmazhatók, ha az $i_o = I_{om}$ sint közelítés jogos.

A szinuszos alaku bemenő áramimpulzus feltételezését most is egy mérési eredménnyel indokoljuk, miszerint közelítőleg harmadfrekvencián: $v_i = 34,5$ V; $V_{cm} = 220$ V és a nem szinuszos v_{oi} feszültség legnagyobb pillanatértéke 65 V (ld. később a 6.5.6 ábrát).

Legyen a vizsgált időszak: $-(m\pi - \beta) \leq t \leq \pi$. Folyjon az i_o áramimpulzus a

$0 \leq t \leq \pi$ időszakban (6.5.1 a ábra). Először a szuperpozíció elvével megállapítjuk a $v_o(t)$ feszültséget: $v_o(t) = v_o^{(o)} + v_o^{(L)} + v_o^{(c)}$. $v_o^{(o)}$ az i_o áram, $v_o^{(L)}$, ill. $v_o^{(c)}$ a $t = -(m\pi - \beta)$ időpontban az L_p induktivitásban folyó $i_L[-(m\pi - \beta)]$ áram, ill. az eredő C_p kondenzátoron lévő $v_o[-(m\pi - \beta)] = -v_{om}^{(c)}$ feszültség által létesített v_o feszültségkomponens. A $v_{oi}[-(m\pi - \beta)]$ és a $v_{oo}[-(m\pi - \beta)]$ kezdeti kondenzátorfeszültségeknek csak az összege hoz létre v_o feszültséget, a különbségük nem. Ezért szerepel $v_o(t)$ -ben csak egy (c) felső indexű összetevő. $v_o(t)$ ismeretében már $v_{oi}(t)$ és $v_{oo}(t)$ is ismert, feltéve, hogy külön meghatározzuk még e két utóbbi feszültség különbségének egyrészt a $t = -(m\pi - \beta)$ időponthoz tartozó kezdeti értékét, másrészt az i_o áramimpulzus által létrehozott komponensét. $v_o(t)$, $v_{oi}(t)$ és $v_{oo}(t)$ feszültségek meghatározását a 6.0 Függelék részletezi. A végeredményeket (A 6.0.15)-(A 6.0.21) egyenletek adják meg. A feszültség-időfüggvényeket a 6.5.1 ábra mutatja. A v_o és a v_{oi} eredő feszültségen kívül az (o), (L) és (c) felső indexű komponens feszültségek is megjelennek az ábrában. Az utóbbi két feszültségkomponens a magára hagyott terhelő rezgőkör csillapodó szinuszos hulláma.

A 6.0 Függelék az $i_L[-(m\pi - \beta)]$ áram helyett bevezette a $v_{om}^{(L)} = (C_p \Omega / C_p) |i_L[-(m\pi - \beta)]|$ feszültséget. A $v_{om}^{(L)}$ feszültségű, C_p kapacitású kondenzátor energiája megegyezik az $i_L[-(m\pi - \beta)]$ áramu, L_p induktivitás energiájával. Ha a $v_o(t)$ feszültség (A 6.0.15) alatti kifejezésben $(1 - e^{-\xi_p \pi/2})/\xi_p$ elhanyagolható $v_{om}^{(L)}$, vagy $v_{om}^{(c)}$ - hez képest (ξ_p kis érték), akkor

$$v_o(t) \approx v_{om}^{(L)} \sin(t - \beta) - v_{om}^{(c)} \cos(t - \beta) \quad (6.5.1)$$

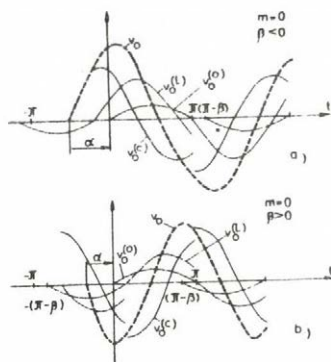
és a v_o kimenőfeszültség amplitudó a

$$v_{om} \approx \sqrt{[v_{om}^{(L)}]^2 + [v_{om}^{(c)}]^2} \quad (6.5.2)$$

módon számítható.

A 6.0 Függelék bemutat még két további igen egyszerű közelítő módszert v_{om} meghatározására $\beta = 0$ és $m = 2$ esetre. A 6.1 Függelék a 6.0 Függelék egyik alapproblémáját részletezi, nevezetesen bemutatja, hogy miként lehet a terhelőkörbe beemenő és az ott elvesző energiaegyensúlyból a $v_{om}^{(L)}$ és ezzel a $v_{om}^{(c)}$ feszültséget kiszámítani. (Vesszővel az I'_{om} -vel osztott feszültségeket jelöljük.)

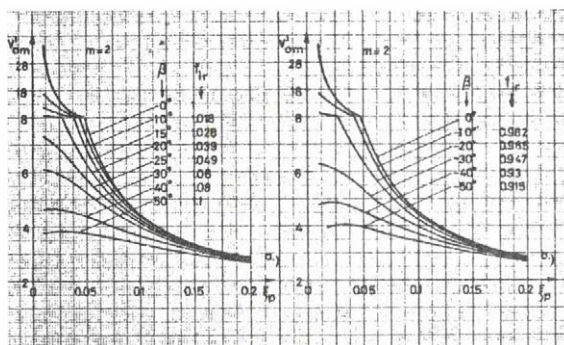
Az itt bemutatott módszer alkalmas arra is, hogy a terhelőkör sajátfrekvenciája környékén üzemelő inverter viselkedését közelítőleg vizsgáljuk, ha a terhelés elegendően nagy ahhoz, hogy az alinverterek kimenő áramimpulzusait félszinuszos alaku áramimpulzusokkal közelítsük (6.5.2 ábra). Ilyenkor a 6.0 és 6.1 Függelék kifejezéseibe $m = 0$ -t kell helyettesíteni. Ha érvényesnek tekintjük a (6.5.1) egyenletet, akkor innen a gyújtásszög:



6.5.2 ábra

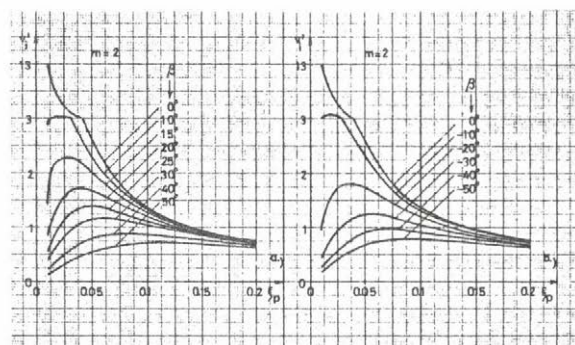
A terhelőkör sajátfrekvenciája körüli frekvenciájú, $i_o = I_{om}$ szint áramimpulzusok hatására fellépő $v_o(t)$ feszültség

és 6 esetekre). Ebben a pontban bemutatott valamennyi ábrában: $\Omega = 1$ és $C_p/C_s = 210/48$.



6.5.3 ábra

A v_o feszültség maximumának a változása ξ_p függvényében különböző β szögek-nél ($\Omega = 1$, $C_p/C_s = 210/48$).



6.5.4 ábra

A $v'_i = v_i/I'_{om}$ bemenő feszültség változása ξ_p függvényében különböző β szögek-re ($\Omega = 1$, $C_p/C_s = 210/48$).

A 6.5.5 ábra a $v_o(t)$ feszültség (A 6.0.15) egyenletében megjelenő $[(1-e^{-\xi_p t})/\xi_p]$ tag "amplitudójának" a változását mutatja ξ_p függvényében.

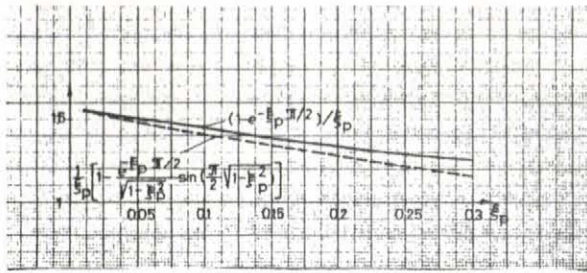
(A szaggatott vonallal rajzolt görbe az "amplitudó" pontosabb értékét ábrázolja.) [Ld. (A 6.0.7) - et.] A 6.5.3 és a 6.5.5 ábrák alapján megítélhető, hogy melyik az a ξ_p és β értéksáv, amelyen belül jogos a V_{om} amplitudó számítása a (6.5.2) egyenletből.

$$\alpha = -[\beta + \arctg(V_{om}^{(c)}/V_{om}^{(L)})] \quad (6.5.3)$$

A módszer a gyújtásszögváltozás hatására fellépő frekvenciaváltozást is közelítőleg figyelembe veszi [$f = \pi/(\pi-\beta)$].

6.5.1 Számítási és mérési eredmények

A 6.5.3 és a 6.5.4 ábra az (A 6.0.25), (A 6.1.18), (A 6.1.19) és a (6.5.2) alapján kiszámított $V_{om}(\xi_p)$ és $v'_i(\xi_p) = v_i/I'_{om}$ görbesereget mutatja $m = 2$ esetre. A 6.5.3 ábra feltünteti az egyes β értékekhez tartozó, harmadfrequenciára vonatkoztatott $f_{ir} = 1/[1-\beta/(1+m)\pi]$ relatív indulási frekvenciákat is. (A [98] K.6.5.1 - K.6.5.4 ábrái ugyanezeket a görbéket mutatják $m = 4$



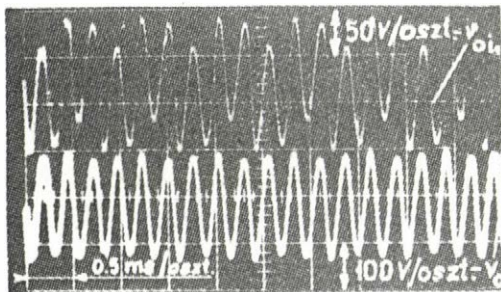
6.5.5 ábra

A $v_o(t)$ szuperpozíciós feszültségösszetevő amplitudójának a változása β_p függvényében

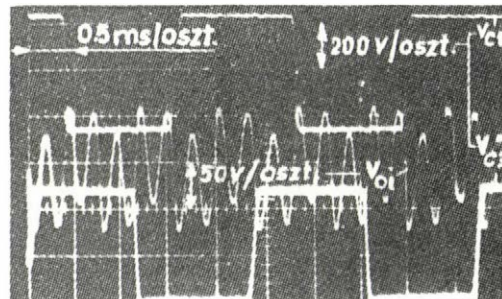
$$*(I_{om} A / \omega_s C_s) = 115 [V] / [(840/48) (280[A] / 1.07[\Omega^{-1}])] = 7.67, \text{ és hasonlóképpen}$$

$v'_i = 2.31$, $V'_{cm} = 16.1$. A 6.5.6 a ábrából $V'_{om} = 7.67$ -hez az üresjáráshoz tartozó $\beta_p = 0.017$ -nél $\beta = 23^\circ$ olvasható ki. A 6.5.4 a ábrából ezekhez a számítás szerint $v'_i = 1.04$, azaz csak $v_i = 15.5$ V tartozik. v_i esetén tehát a mért érték a számítotttnál 122 %-kal, 19 V-tal nagyobb. Ennek fő oka az, hogy a tirisztor és a soros fojtótekerics veszteségeket elhanyagoltuk. A v_i feszültséget a veszteségek fedezésére Δv_i -vel meg kell növelni.

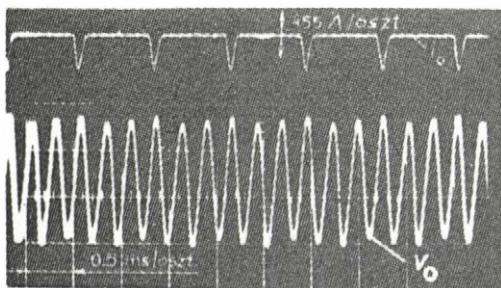
A 6.5.6 ábrán üresenjáró, közelítőleg harmadfrequencián üzemelő inverterről készített három oszcilloszkóp felvétel látható. A felvételek alkalmazásával mutatós műszerekről az alábbi értékeket olvastuk le: $v_o = 73$ V_{eff}, $I_{i,ave} = 30$ A, $2v_i = 69$ V, $f = 1250$ Hz. Az oszcilloszkóp felvételekről: $V_{om} \approx 115$ V, $V_{cm} = 240$ V, $I_{om} = 280$ A. Ezekből V'_{om} és v'_i relatív egységben: $V'_{om} = V_{om} [V] / [(4C_p/C_s)^*]$



a ábra



b ábra



c ábra

6.5.6 ábra: Oszcilloszkóp felvételek közel harmadfrequencián, üresenjáró inverterről.

Az adott inverternél névleges állapotban $2v_i = 284\text{V}$; $I_{i\text{ ave}} = 126\text{A}$, $V_{oi} = 120\text{V}$ értékeket mértünk, amelyekből: $P_i = 2v_i I_{i\text{ ave}} = 35,8\text{ kW}$; $\Delta v_i \approx 5,8\text{ kW}/2 \cdot 126\text{A} = 23\text{V}$; $I_{om} = \sqrt{2} \cdot 30\text{ kW}/120\text{V} = 353,5\text{A}$. Esetünkben a harmadfrekvenciás áramimpulzus amplitúdók $280/353,5 = 79,2\%$ -osak és ezzel harmadfrekvencián $\Delta v_i \approx 18,2\text{V}$. Δv_i ismeretében kiszámíthatjuk a soros rezgőkör ξ_s csillapítási tényezőjét. A v_i bemenőfeszültség átlagértéke: $\Delta v_i' = (4/\pi)(4C_p/C_s)\xi_s$, ahonnan $\xi_s = (\pi/4)(48/840) \cdot 1,27 = 0,057$.

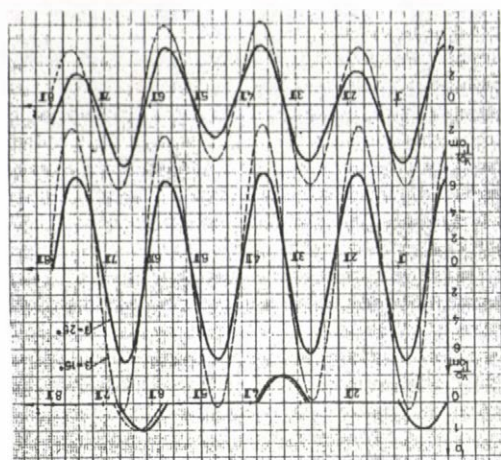
A 6.7.4 alpontban meghatározzuk harmadfrekvenciára a $V_{cm}(\beta)$ függvényt négy soros rezgőköri ξ_s csillapítási tényezőre. Az M 6.7.5 ábrából $V_{cm}/2v_i = 3,48$; $\beta = 23^\circ$ és $\xi_p = 0,017$ értékekhez $\xi_s = 0,059$ adódik ki.

(A 6.0.24) szerint $V_{cm}' = 4C_p/C_s = 17,5$, ami a mért 16,1-es értékhez közel esik. A terhelés sajátfrekvenciája $f_p = 3,56\text{ kHz}$, a harmadfrekvencia: $1,19\text{ kHz}$. $\beta = 23^\circ$ -hoz $f_{ir} = 1,045$, vagyis $f_i = 1,245\text{ kHz}$ tartozik, ami a mért $1,25\text{ kHz}$ -hez fekszik.

A számítási adatokból: $v_i' + V_{cm}' = 18,54 > V_{om}'/2 = 3,84$, ezért a szinuszos alakú áramimpulzus feltételezése jó közelítés. A tirisztorra jutó feszültség a szabaddáválási idő szempontjából kritikus időpontban (2.3.1 b ábra): $V_{cm}' - (v_i' + V_{om}'/2) = 12,63$, vagyis nagy záróirányú érték. $\beta = 0^\circ$ - és $\xi_p = 0,017$ -re a 6.5.3 és 6.5.4 ábrákból: $V_{om}' = 20$ és $v_i' = 8$ és ilyenkor $V_{cm}' - (v_i' + V_{om}'/2) = -0,5$, ami a tirisztort átvezető irányban veszi igénybe. Látszik, hogy harmadfrekvencián a hosszu szabaddáválási idő biztosításában β (vagy f_i) megválasztásának fontos szerepe van. A laboratóriumi tapasztalatok szerint is $\beta = 0^\circ$ -nál (vagy ennek közvetlen környezetében) az inverter nem tud elindulni. A csekély frekvenciaváltozás ilyen nagymértékű hatásának az a magyarázata, hogy egyrészt az elméletileg pontosan harmadfrekvenciás áramimpulzusok harmadik harmonikusára a terhelőkör rezonanciában van, bemenőimpedanciája maximális, másrészt üresjárásban a rezonancia éles, kis frekvenciaváltozásra a bemenőimpedancia rohamosan csökken.

A 6.5.6 c ábra csak az egyik irányú áramimpulzusokat mutatja. Ezek, feltételezésünknek megfelelően, jó közelítéssel félszínusz alakúak.

A 6.5.7 ábrába rajzoltuk fel az elméleti uton kapott v_o' és v_{oi}' görbealakokat $\beta = 15^\circ$ - és 25° -ra és $\xi_p = 0,017$ -re. A $\beta = 23^\circ$ -hoz tartozó oszcilloszkópfelvételek minőségileg és mennyiségileg is jól egyeznek az elméleti görbealakokkal. Az oszcilloszkóp felvételekről, a c ábrából v_{oi} legnagyobb pillanatértéke $v_{oimax} = 65\text{ V}$, vagy relatív egységben $v_{oimax}' = 5$, és mint tudjuk, $V_{om}' = 7,67$. Ugyan-ezek a 6.5.7 ábrából $\beta = 23^\circ$ -ra interpolálással: $v_{oimax}' = 4,7$ és $V_{om}' = 7,52$. Figyeljük meg az oszcilloszkóp felvételeken és a 6.5.7 ábrán a v_{oi} feszültségben az i_o áramimpulzus által okozott, három félperiódusonkénti ordináta irányu el-



6.5.7 ábra

Számított időfüggvények üresen járó inverterre

alatt a csillapítás mértéke: $e^{-2\pi\xi_p} = 0.725$. Névleges terhelésre a 6.0 Függelékben leírt legegyszerűbb módszerrel (A 6.0.44)-ből $V'_{om} = 1/(3 \times 0.051) = 6.54$ adódik. Távolról sem ilyen jó az eredmény üresjárásra: $V'_{om} = 19.6$.

A 6.0 Függelékben V_{om} közelítő meghatározására bemutatott három módszer összevetésére közöljük az M 6.5.1 ábrát.

Végül meghatároztuk $m = 0$ esetre is az (A 6.0.22), (A 6.0.25), (6.5.2) és (A 6.1.19) egyenletek segítségével a $v_1/(V_{om}/2)$ hányados értékét β függvényében különböző $\xi_p = \text{áll. értékek}$ re. Az eredményt a (6.5.3) alatt definiált α gyújtásszög függvényében az M 6.5.2 ábra mutatja. Az eredményeket összevetve az 5.4.2 ábra görbéivel látszik, hogy az inverter névleges terhelése ($P_o = 0.893$) környékén, vagy ennél nagyobb terhelésekre, a $-30^\circ \leq \alpha \leq 30^\circ$ -os gyújtásszög sávbán a hiba kisebb, mint 10 %. Kisebb terhelésekre azonban az M 6.5.6 ábra közelítő eredményei nem használhatók.

6.6 Szűrőkör állandósult tranziens állapotban

Az előző vizsgálatokban feltételeztük, hogy a szűrőkör két kimenőfeszültsége sima egyenfeszültség. A valóságban ez a feltételezés csak közelítőleg teljesül. Állapítsuk meg e feszültségek időbeli változását részint a közelítés jóságának becslésére, részint a következő pontban sorra kerülő indulási tranziens folyamat tárgyalásához, de előtte szóljunk néhány szót a szűrőkondenzátorok kapcsolási módjáról.

A szűrőkör egyrészt a kimenő kb. 4 kHz-es áramimpulzusok, másrészt a tiriszto-

tolást és a v_o feszültségamplitudó harmadfrekvenciával ismétlődő kis változást.

Névleges terheléssel ($\xi_p = 0.051$) és külső frekvenciavezérléssel kb. harmadfrekvencián ($f_1 = 1.15$ kHz) üzemelő inverteren mutatók műszerekről $V_{cm} = \sqrt{2} \cdot 37.7 = 53.3$ V-ot, $I_{i,ave} = 19.5$ A-t olvastunk le. Ezekből az adatokból $I_{om} = 190$ A, $\beta = -18^\circ$ és $V'_{om} = 5.25$ számítható. Ezzel szemben a 6.5.3 b ábrából $V'_{om} = 6.3$. A számított V'_{om} azért adódik ki lényegesen nagyobbra, mivel ezt $V'_{om}^{(c)}$ és $V'_{om}^{(L)}$ négyzetszögéből számítottuk, noha a valóságban $v_o^{(c)}$ és $v_o^{(L)}$ egyaránt csillapodnak. Most egy periódus

ros egyenirányítóból az a-b bemenő kapcsokra érkező 300 Hz-es alapharmonikus feszültség ellenére a v_{ip} és v_{in} kimenő egyenfeszültségeket közelítőleg sima, állandó értéken tartja (6.6.1 ábra). Tekintsük adottnak a beépített kondenzátorok kapacitásának az összegét és vegyük ezt egységnyinek

$$C_b + 2C_a = 1 \quad (6.6.1)$$

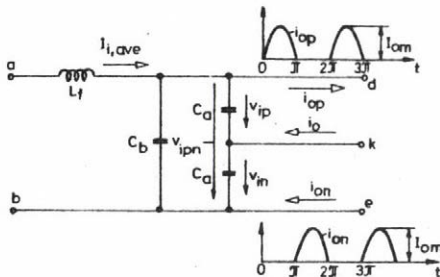
A 4 kHz-es áramimpulzusok okozta feszültségváltozás csökkentése szempontjából a d-k, ill. e-k pontok közötti

$$C_4 = C_a + \frac{C_a C_b}{C_a + C_b} = \frac{C_a}{1 - C_a} (2 - 3C_a) \quad (6.6.2)$$

kapacitást kell maximumra választani, amihez nagy C_a érték szükséges. Ezzel szemben a 300 Hz-es feszültség elnyomásához a d-e pontok közötti

$$C_3 = C_b + \frac{1}{2} C_a = 1 - \frac{3}{2} C_a \quad (6.6.3)$$

eredő kapacitásnak kell nagyra lennie, amihez C_b értékét kell nagyra választani. C_4 és C_3 kapacitások változását C_a függvényében a 6.6.2 ábra mutatja. C_4 maximuma a szélsőérték számításból kiadódó $C_a^2 - 2C_a + 2/3 = 0$ másodfokú egyenletből $C_a = 0.422$ értéknél van és nagysága $C_{4\max} = 0.536$. C_3 akkor lenne maximális, ha valamennyi kondenzátort közvetlenül a d-e pontok közé kapcsolnánk. $(C_3 + C_4)$ maximumára kellene törekedni akkor, ha a 4 kHz-es és a 300 Hz-es feszültségek csökkentésében egyiket sem kellene előnyben részesíteni. $(C_3 + C_4)$ maximuma a szélsőérték számításból kijövő $C_a^2 - 2C_a + 1/3 = 0$ egyenletből $C_a = 0.183$ értéknél lép fel, s nagysága $(C_3 + C_4)_{\max} = 1.051$.

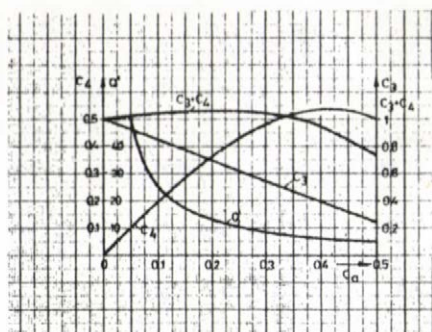


6.6.1 ábra

Szűrőkör kapcsolási vázlata.

Az adott esetben azonban a kondenzátor elosztást C_4 maximuma közelében célszerű beállítani. A 4 kHz-es állandó áramimpulzusok által létesített váltakozó feszültség egyedül C_4 -től függ, mivel az áramimpulzus váltakozó komponense gyakorlatilag maradéktalanul a kondenzátorokon át záródik. Ezzel szemben a

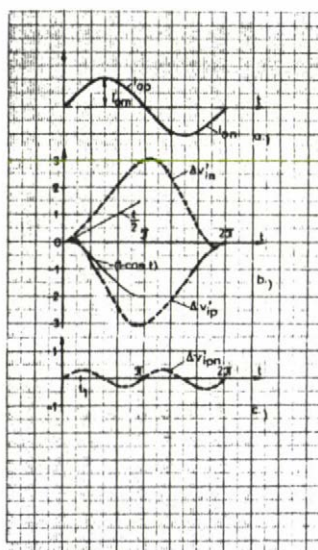
kimenő kapcsokon megjelenő 300 Hz-es feszültség csökkentésében az $L_f C_3$ szorzat játszik meghatározó szerepet, vagyis változatlan jelelnyomás, L_f növelésével, kisebb C_3 mellett is biztosítható. A későbbiekben bemutatandó 6.6.4 oszcilloszkóp felvételből kitűnik, hogy még C_4 maximuma közelében is a 4 kHz-es váltakozó feszültség a domináns a kivitelezett inverter félfeszültségében. A 6.2.1 ábra szerint a megvalósított berendezésben $C_a = 410/1009 = 0.406$, $C_3 = 0.388$, $C_4 = 0.531$. (A beépítendő egyenáramú kondenzátor energiatároló-képesség, $A = A_a + A_b = (v_1)^2 C_a + (2v_1)^2 \frac{C_b}{2}$. (6.6.1) figyelembevételével $(v_1)^2 A = 2 - 3C_a = 2C_3$. "A" csökkentése is nagy C_a -t kíván.)



6.6.2 ábra

A 300 Hz-es és a 4 kHz-es eredő kondenzátor kapacitások (C_3 és C_4) és a szűrőkori kondenzátorok Q' meddő teljesítményének a változása C_a függvényében ($C_3/C_4 = 0.731$)

Az egyszerű számítást a 6.2 Függelék végzi el. $\Delta v'_{ip} = \Delta v_{ip}/B$ és $\Delta v'_{in} = \Delta v_{in}/B$ időfüggvényeket az (A 6.2.5) - (A 6.2.8) egyenletek adják meg, amelyek alapján a 6.6.3 ábrába rajzoltuk fel a szűrőkondenzátor-feszültségek időfüggvé-



6.6.3 ábra

A v_{ip} és v_{in} félfeszültségek (b ábra) és a teljes feszültség (c ábra) időbeli változása

nyeit a megvalósított esetre. Mivel $\Delta v'_{in}$ közel ugyanakkora, mint $\Delta v'_{ip}$, csak ellenkező irányu, a v'_{ipn} eredő, teljes feszültség változása csekély. A teljes feszültség a $0 \leq t \leq \pi$ időszakban az (A 6.2.5) és az (A 6.2.6) egyenletből

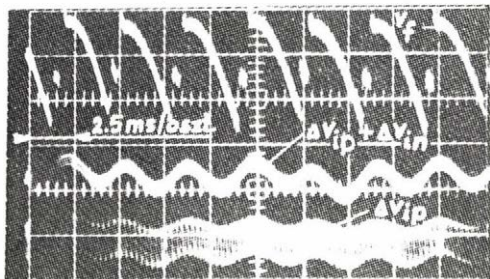
$$\Delta v'_{ipn} = t - (\pi/2)(1 - \cos t) \quad (6.6.4)$$

vagyis a (C_a/C_b) aránytól független (esetünkben $(C_3/C_4) C_a/(C_a + C_b) = 1/2$ és $(C_3/C_4) C_b/(C_a + C_b) = (1/2)(1 - 2C_a/C_a)$). $\Delta v'_{ipn}$ alapharmonikusának a frekvenciája a félfeszültségek frekvenciájának a kétszerese. $\Delta v'_{ipn}$ maximális értéke a $\sin t = (C_4/C_3)/(2\pi)$ egyenletből $t = 167.4^\circ$ -nál lép fel és a nagysága

$|(\Delta v'_{ip})_{\max}| = 3.075$. A $\Delta v'_{ipn}$ eredő feszültség maximuma a $\sin t_1 = 2/\pi$ egyenletből, $t_1 = 39.6^\circ$ -nál van és nagysága $(\Delta v'_{ipn})_{\max} = 0.33$, míg az alapharmonikusának az amplitudója $(1/3)$, frekvenciája két egységnyi.

A 6.6.4 ábra egy oszcilloszkóp felvételt mutat a 300 Hz-es váltakozó feszültségre ráültetett Δv_{ip} és a Δv_{ipn} feszültségről, továbbá az L_f induktivitás v_f feszültségéről, amelyet névleges terheléssel és kimenőfeszültséggel járó inverterről készítettünk. A mérés alátámasztja azt a megállapításunkat, hogy a nagyfrekvenciás (kb. 4 kHz-es) váltakozó komponens a teljes feszültségben lényegesen kisebb, mint a félfeszültségben. Kivehető az ábrából az is, hogy a nagyfrekvenciás váltakozó komponens frekvenciája a teljes feszültségben kétszeres. A közelítő számításból kiadódott

$$\frac{(\Delta v'_{ip})_{\max}}{2(\Delta v'_{ipn})_{\max}} = 4.65\text{-ös feszültségviszony a mérésből: } 47.2 \text{ V} / 15 \text{ V} = 3.15.$$



6.6.4 ábra

Oszcilloszkóp felvétel a névleges terheléssel és feszültségen járó inverter szűrőköri feszültségeinek váltakozó összetevőiről. Feszültséglépték: v_f és $(\Delta v_{ip} + \Delta v_{in})$ esetén: 50 V/oszt.

(A szűrőkörbe beépítendő Q váltakozó-áramu meddő teljesítmény a kondenzátortelep fontos jellemzője. Q közelítő meghatározásához feltételezzük, hogy Δv_{ip} , Δv_{in} és Δv_{ipn} szinuszosan váltakoznak, a félfeszültségek amplitudója $(1/2) v_{in}(\pi)$ [ld. (A 6.2.11) egyenletet], körfrekvenciája egységnyi, míg a teljes feszültség amplitudója $v'_{ipn}(t_1) = 0.33$ és körfrekvenciája két egységnyi. A léptékhelyes 6.6.3 ábrából érzékelhető, hogy feltételezésünk közelítőleg azt jelenti, mintha a váltakozó feszültségek alap-

harmonikusával számolnánk. A meddő teljesítmény

$$Q = \frac{\omega_p}{\omega_s} \frac{2C_a}{C_s} \frac{1}{4} \Delta v_{in}^2(\pi) + \frac{(2\omega_p)C_b}{\omega_s C_s} \Delta v_{ipn}^2(t_1) \quad , \text{ vagy esetünkben}$$

$$Q' = \frac{Q}{2\Omega C_s I_{1,ave}^2} = \frac{1}{(1 - \frac{3}{2} C_a)^2} \left\{ \frac{C_a}{4} [\Delta v'_{in}(\pi)]^2 + (1 - 2C_a) [\Delta v'_{ipn}(t_1)]^2 \right\}$$

ahol $v'_{in}(\pi) = \frac{\pi}{2} + \pi \frac{1 - 2C_a}{C_a}$. A 6.6.2 ábrában feltüntettük a $Q'(C_a)$ függvényt is. Q' csökkentéséhez is C_a nagy értéke a kedvező.)

Végül becsüljük meg a szűrőfójtótekerccsen átfolyó váltakozóáram nagyságát.

Δv_{ipn} -et ismét közelítőleg szinuszosnak véve az inverter névleges terhelési állapotában ($\Omega = 1$): $(\Delta v_{ipn})_{\max} = 0.33(C_s/C_3)(I_{i,ave})(\omega_s C_s)^{-1} =$

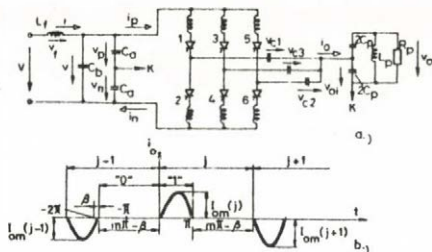
$= 0.33(48 \mu F/392 \mu F)(120 \text{ A}/1.07 \Omega^{-1}) = 4.56 \text{ V}_{csucs}$, szemben a 6.6.4 ábrából leolvasható 6 V-tal. A $2\omega_s$ körfrekvenciás $(\Delta v_{ipn})_{\max}$ csucsfeszültség a szűrőfójtótekercsben $\Delta i_f = (\Delta v_{ipn})_{\max}/(2\omega_s L_f) = 5.16/(2 * 2.235 \cdot 10^4 * 13 \cdot 10^{-3}) =$
 $= 8.88 \text{ mA}_{csucs}$ áramot, vagyis a 120 A-hez képest gyakorlatilag zérus áramot létesít. Az egyenirányító kimenőfeszültsége által létesített áramváltozás csucstól-csucsig értve, a számítás mellőzésével, zérus gyújtásszög esetén 1.77 A, míg a maximális áramváltozást jelentő 90° -os gyújtásszögre 12.6 A. (270 V-os effektív értékű vonali feszültséggel számoltunk és az utóbbi esetben feltételeztük, hogy az egyenirányító folyamatosan vezet áramot.) Névleges terhelés esetén az egyenirányítóhid gyújtásszöge közel zérus értékű, az áramváltozás a szűrőfójtótekercsben csak néhány százalékos. Az állandó $I_{i,ave}$ áram feltételezése jogosnak mondható.

6.7 Indulási tranziens folyamat közelítő vizsgálata

Célunk ebben a pontban a fontosabb inverterváltozók időbeni változásának a közelítő meghatározása lesz az indítás második szakaszában, vagyis attól az időponttól kezdve, amikor ugrásszerűen megjelennek a harmadfrequenciás gyújtóimpulzusok az inverter tirisztorokon. A vizsgált kapcsolás a 6.7.1 a ábrán látható. A vizsgálat során közelítőleg figyelembe vesszük a szűrőkörüi tranziens folyamatot is. Ebben a pontban néhány jelölés indexében eltérünk az eddig alkalmazottaktól a túl hosszú indexek elkerülése érdekében.

Az indításnak ebben a szakaszában az inverterben a "0" és az "1" vezetési állapot váltogatják egymást (3.1 pont). A "0" vezetési állapotban $i_p = i_n = 0$, a terhelő és a szűrőkör különválnak, bennük a tranziens folyamatok egymástól függetlenül játszódnak le. A soros kondenzátor feszültsége az előző "1" vezetési állapot végén felvett értéken rögzítődik. Az "1" vezetési állapotban az éppen vezető tirisztor a soros rezgőkörön keresztül a szűrőkört a terhelőkörrel összekapcsolja. A pontos analízis ebben az állapotban meglehetősen hosszadalmas, hiszen a teljes körben az energiatárolók száma 16 (8 kondenzátor és 8 induktivitás), bár egy "1" vezetési állapotban a tranziens folyamatban aktívan csak 6 kondenzátor és 3 induktivitás vesz részt.

A közelítő vizsgálat egy olyan egyszerűsítő feltételezésen alapszik, amellyel az "1" vezetési állapotban is lényegében véve szét lehet választani egymástól a szűrőkörüi, a terhelőkörüi és a soros rezgőkörüi tranziens folyamatokat. Feltételezzük ugyanis, hogy a szűrőkört a terhelőkörrel összekapcsoló, vezető tirisztoron átfolyó áramimpulzus alakja szinuszos, körfrekvenciája egységnyi

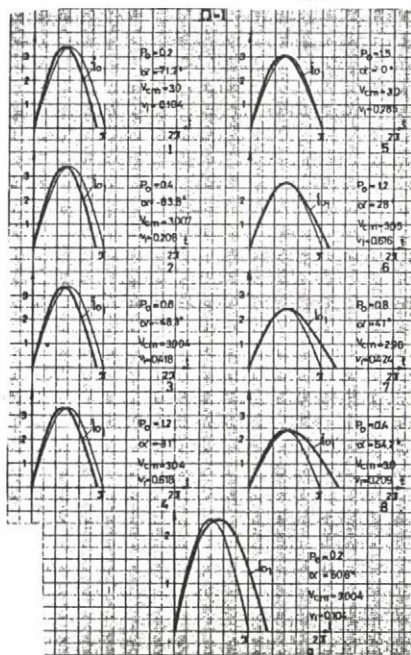


6.7.1 ábra

Segédábra az indulási tranziens folyamat magyarázatához

tuk már egyrészt a 6.5 pontban a terhelőkör harmadfrequenciás vizsgálatakor, másrészt a 6.6 pontban a szűrőkör állandósult állapotban vizsgálatához. Ily módon az ottani eredmények részben felhasználhatók lesznek a soron következő megfontolásainkban is. A valóságban az $i_o(t)$ áramimpulzus akkor lenne szinuszos alakú, ha a v_{oi} feszültség zérus, a szűrőkör kimenő feszültsége állandó, a soros rezgőkörök vesztesége pedig zérus lenne.

Az $i_o(t)$ áramimpulzust annál pontosabban lehet az I_{om} szint módon közelíteni, minél kisebb a $(V_{oim} + V_{rm})$ feszültség az áramimpulzus indulási időpontjában jelenlevő $(V_{cm} + v_p)$ [vagy $(V_{cm} + v_n)$] feszültséghez viszonyítva (V_{rm} a soros rezgőkör ellenálláson fellépő feszültség maximuma). A program ezeket a feszültségeket kiszámítja valamennyi "1" állapotban, így lépésről-lépésre ítéletet alkothatunk az I_{om} szint közelítés jósági fokáról.



6.7.2 ábra

Számított kimenőáram időfüggvények ($V_{cm} \approx 3$)

($\Omega = 1$). Az I_{om} amplitudója átmeneti állapotban, minden gyújtást követően más és más, és értéke az alábbi energiaegyen-súlyból állapítható meg: Az $i_o(t)$ áram-impulzus által a szűrőkörből elvitt energia egyenlő az áramimpulzus által átfolyt soros kondenzátorban tárolt energia megváltozásának, a soros rezgőkörben elvesző energiának és a terhelőkörbe szállított energiának az összegével. A szinuszos áramalak feltételezésének indoklásaként emlékeztetünk arra, hogy ugyanezt a feltételezést alkalmaz

A v_{oi} feszültség $i_o(t)$ áramimpulzust torzító hatásáról ad képet a 6.7.2 ábra. A 3. Fejezetben tárgyalt módszerrel a (3.3.15) képletből kiszámított $i_o(t)$ időfüggvények léptékhelyes ábrái láthatók itt azokban az üzemállapotokban, amelyeket a 3.7.1 ábrában a $V_{cm} \approx 3$ -as egyenes metsz ki a P_o -áll. görbékéből ($\Omega=1$, $V_{oim}=1$). Ezekhez az üzemállapotokhoz tartozó $(V_{cm} + v_i)$ érték a kiszámított nagyszámu indulási tranziens folyamat esetében fellépő $(V_{cm} + v_i)$ értékek minimuma körül van. Az ábrákba vékony vonallal berajzoltuk az $i_o(t)$ maximális értékével megegyező amplitudóju szinusz görbét is, de ez nem jelenti azt, mintha a helyettesítő I_{om} szint áramimpulzus $i_o(t)$ áram maxi-

mutatóval kellene egyenlő értékre választani. Szubfrekvenciás külső gyújtóimpulzusok esetén a v_{oi} feszültség nem szinuszos (2.4.1c és 2.5.1c ábra), a 6.7.2 ábrából levont következtetéseknél ezt figyelembe kell venni.

Tartsuk szem előtt a 2.4.1 ábra kapcsolását. A Tl_i tirisztor gyújtása után veszteségmentes rezgőkör és $v_i = \text{áll.}$ esetén $i_i(t) = I_{im} \sin t$. Az $i_i(t)$ áramimpulzus a v_i tápfeszültségből a C_s kondenzátorba $\Delta A_i = \int_0^\pi v_i I_{im} \sin t dt = 2v_i I_{im}$ energia adagot szállít. Állandósult állapotban ΔA_i energia távozik a C_s kondenzátorból a Tl_o tirisztor gyújtását követően folyó $i_o(t)$ nem szinuszos alakú áramimpulzussal a terhelésbe: $\Delta A_o = \Delta A_i = \int_0^e v_{oi}(t) i_o(t) dt$, feltéve, hogy a kimenő soros rezgőkör is veszteségmentes. Helyettesítsük gondolatban, közelítésképpen az $i_o(t)$ áramimpulzust $i_i(t)$ -vel és jelöljük ezt a közelítő áramimpulzust $i_o^{(k)}(t)$ -vel. A C_s kondenzátorból az $i_o^{(k)}(t)$ áramimpulzus ΔA_i energiát szállít el és a terhelésbe $\Delta A_o^{(k)} = \int_0^\pi v_{oi}^{(k)}(t) i_o^{(k)}(t) dt$ energiát juttat [$v_{oi}^{(k)}(t)$ az $i_o^{(k)}(t)$ áramimpulzusok által létesített feszültség]. Általában $\Delta A_o^{(k)} \neq \Delta A_i$, hiszen $v_{oi}(t) \neq v_{oi}^{(k)}(t)$ és $i_o(t) \neq i_o^{(k)}(t)$. Az energiaegyensúly a kimenő körben felborul, a leírt közelítés így nem alkalmazható. Lehet azonban találni egy olyan helyettesítő $i^{(h)} = I_m^{(h)} \sin t$ áramimpulzust, amellyel a tényleges i_i -t és i_o -t egyaránt helyettesítve a $\Delta A_i^{(h)} = \int_0^\pi v_i i^{(h)} dt = \Delta A_o^{(h)} = \int_0^\pi v_{oi} i^{(h)} dt$ energiaegyensúly megmarad (v_{oi} feszültséget $i^{(h)}$ létesíti). Tételezzük ugyanis fel, hogy $\Delta A_i > \Delta A_o^{(k)}$. I_{im} -et a tényleges értékéről növelve ΔA_i lineárisan nő ($v_i = \text{áll.}$), ΔA_o pedig közelítőleg négyzetesen, hiszen v_{oi} arányos I_{im} -el. Következésképpen található egy olyan $I_m^{(h)}$ amplitudó, amelynél $\Delta A_i^{(h)} = \Delta A_o^{(h)}$ teljesül. A $\Delta I_m = I_m^{(h)} - I_{im}$ amplitudó változás annál kisebb, minél "közelebb" van a tényleges $i_o(t)$ áramimpulzus alakja a félszínuszhoz.

A vizsgálatunkban alkalmazott néhány további egyszerűsítést, ill. jelölést most kiemelve felsorolunk, a többiek majd a tárgyalás során a megfelelő helyen említjük meg. Feltételezzük, hogy a szűrőkör V bemenőfeszültsége állandó, sima egyenfeszültség, a szűrőkör veszteségmentes és két, egymás után következő gyújtóimpulzus közötti távolság, az általánosság kedvéért $m\pi - \beta$ (6.7.1 b ábra). Harmadfrequencián $m = 2$, $\beta = 0$. A j -edik "1" és "0" vezetési állapotnak, vagy röviden, ahogy a továbbiakban is nevezni fogjuk őket, "1" és "0" állapotnak, a j -edik gyújtást közvetlenül követő "1" és "0" állapotot nevezzük. A j -edik gyújtást páratlannak tételezzük fel, és ekkor $i_p \neq 0$ és $i_n = 0$. A változók pillanatértékét az "1" állapot végén e index jelöli. k a három soros kondenzátort egymástól megkülönböztető index: $k = 2 + \frac{2}{\sqrt{3}} \sin \frac{2\pi}{3}(j-2)$

Ahogy a gyújtások száma növekedik ($j = 1, 2, 3, 4, 5, 6, \dots$) k értéke ciklikusan az 1, 2, 3, 1, 2, 3... értéket veszi fel, mutatva ezzel azt, hogy a három soros kondenzátor közül a j -edik gyújtást követő áramvezetés alatt melyiken folyik át áram.

A módszerünk azon a felismerésen alapszik, hogy a keresett változók ($j-1$)-edik "1" állapot végi pillanatértéke meghatározza az értéküket a j -edik "1" állapot

végén is, közöttük differentia-egyenletrendszer teremt kapcsolatot.

6.7.1 Szűrőkör

Célunk a szűrőköri változók pillanatértékének a meghatározása a j -edik "1" állapot végén, a $t = T$ időpontban abban az esetben, ha ismert valamennyi szűrőköri változó pillanat értéke a $(j-1)$ -edik "1" állapot végén, továbbá $I_{om}(j)$, szinuszos áramimpulzus amplitudója a j -edik "1" állapotban.

A $(j-1)$ -edik "0" állapotban $i_p = i_n = 0$. A szűrőkör egy két-energiatárolós rendszer, amelynek zérustól különböző kezdeti feltételeit ismerjük.

A j -edik "1" állapotban a változók időfüggvényeit legcélszerűbb a szuperpozíció tételével megállapítani. A V bemenőfeszültséghez és a kezdeti feltételekhez tartozó szuperpozíciós tagot a $(j-1)$ -edik "0" állapotra meghatározott időfüggvények adják. A második szuperpozíciós tagot az $i_p(t) = I_{om}(j)$ szinusz áram létesíti. A 6.6 pontban mondottak értelmében jó közelítéssel feltételezhető, hogy az $i_p(t)$ áram - az egyenáramu komponensét kivéve - maradéktalanul a szűrőkondenzátorokon folyik át. Ezért a 6.6 pont eredményei közvetlenül szolgáltatják a v , v_p és v_n feszültségek második szuperpozíciós tagját. Közelítőleg úgy számolunk, mintha a szűrőfójtóáram második szuperpozíciós tagját a v feszültség második szuperpozíciós tagja létesítené. A részletes számítás a 6.3 Függelékben található.

6.7.2 Terhelőkör

Célunk ugyanaz a terhelőkörre vonatkozóan, mint amit az előző alpont első mondatában a szűrőkörre megfogalmaztunk.

A $(j-1)$ -edik "1" állapot végén a terhelőkör állapotát - a három energiatárolónak megfelelően - három mennyiség ismerete rögzíti, pl.: a két kondenzátor eredő feszültsége, $v_{ome}^{(c)}(j-1)$, az $i_{Le}(j-1)$ induktivitás árama, vagy a (6.5.8) egyenlettel átszámított $v_{ome}^{(L)}(j-1)$ egyenértékű kondenzátorfeszültség és a terhelőkörbe az indulás időpontjától kezdve a $(j-1)$ -edik "1" állapot végéig befolyt eredő töltés, vagy ami ezzel arányos, a terhelőkörbe befolyt áramimpulzusok amplitudóinak az előjeles összege:

$$Q_e(j-1) = \sum_{n=1}^{j-1} (-1)^{n+1} I'_{om}(n) \quad (6.7.1)$$

A fenti három mennyiség bármelyike helyett megadható a $(j-1)$ -edik "1" állapot végén a terhelőkörben tárolt összenergia, vagyis $[A_o(j-1) - A_p(j-1)]$, ahol $A_o(j-1)$, ill. $A_p(j-1)$ az indulástól kezdve a $(j-1)$ -edik "1" állapot végéig a terhelőkörbe betáplált, ill. ott elvesztett teljes energia. Ugyanis a $(j-1)$ -edik "1" állapot végén az induktivitásban tárolt energia $(C_p/2C_s)[v_{ome}^{(L)}(j-1)]^2$, továbbá a $v_{oie}(j-1) = \sum_{n=1}^{j-1} (-1/2)v_{ome}^{(c)}(j-1)$, ill. $v_{oie}(j-1) = -\sum_{n=1}^{j-1} (-1/2)v_{ome}^{(c)}(j-1)$ feszültségű kondenzátorban tárolt energia $(C_p/C_s)v_{oie}^2(j-1)$,

ill. $(C_p/C_s)v_{ooe}^2(j-1)$ és az energiaegyensúlyból

$$[v_{ome}^{(L)}(j-1)]^2 = \frac{2C_s}{C_p} [A_o(j-1) - A_p(j-1)] - 4SUM^2(j-1) - [v_{ome}^{(c)}(j-1)]^2 \quad (6.7.2)$$

A $v_{oie}(j-1)$, ill. $v_{ooe}(j-1)$ feszültségre megadott kifejezés az indulási tranziens állapotra érvényes terhelőköri feszültségeket tartalmazó 6.4 Függelék (A 6.4.1) - (A 6.4.3) egyenleteiből következik. A 6.5 pontban meghatároztuk a szinuszos áramimpulzusok hatására fellépő terhelőköri feszültségeket állandósult állapotra $(m+1)$ -ed frekvencia környezetében. A terhelőköri feszültségekre ott felírt kifejezések az indulási tranziens alatt is érvényben maradnak azzal az egy módosítással, hogy most a v_{oi} , ill. a v_{oo} feszültség kifejezésében a periodicitási feltétel miatt bekerült $-I'_{om}$, ill. I'_{om} tag elmarad, helyette viszont bekerül a $(j-1)$ -edik "1" állapot végéig az alsó, ill. a felső kondenzátoron létesített feszültséget kifejező $SUM(j-1)$, ill. $-SUM(j-1)$ áramösszeg [ld. a (6.5.3), ill. (6.5.4), továbbá az (A 6.4.2), ill. (A 6.4.3) egyenletek jobb-oldali első tagját].

A j -edik "1" állapot végén a terhelőkör állapotát akkor ismerjük, ha meghatározzuk $v_{ome}^{(c)}(j)$, $v_{ome}^{(L)}(j)$ és $SUM(j)$ mennyiségeket. A számításához ismernünk kell egyrészt a három változó értékét a $(j-1)$ -edik "1" állapot végén, másrészt a terhelőkörbe befolyó szinuszos áramimpulzus $I_{om}(j)$ amplitudóját.

$v_{ome}^{(c)}(j-1)$ és $v_{ome}^{(L)}(j-1)$ feszültség tranziens állapotban is egyértelműen meghatározza a $v_{ome}^{(c)}(j)$ feszültséget (ld. 6.5.1 b ábrát). Az (A 6.4.1) és az (A 6.4.4) egyenletekből

$$v_{ome}^{(c)}(j) = e^{-\frac{1}{\xi}p} [(1+m)\pi - \beta] [v_{ome}^{(L)}(j-1) \sin \beta + v_{ome}^{(c)}(j-1) \cos \beta]. \quad (6.7.3)$$

$v_{ome}^{(L)}(j)$ feszültség közvetlenül kiszámítható a $v_o(t)$ induktor feszültség időszelinti integráljából [ld. a 6.4 Függelék és ott az (A 6.4.11) egyenletet].

$v_{ome}(j)$ kiadódik a következőképpen is: jelöljük a j -edik "1" állapotban a terhelőkörbe betáplált energiát $\Delta A_o(j)$ -vel, míg a $-(m\pi - \beta) \leq t \leq \pi$ időközben a terhelőkörben elvesző energiát $\Delta A_p(j)$ -vel. $\Delta A_o(j)$ és $\Delta A_p(j)$ meghatározási módját a 6.5 Függelék írja le. Az energiaváltozások, tehát $A_o(j)$ és $A_p(j)$ ismeretében $v_{ome}^{(L)}(j)$ a (6.7.2) egyenletből számítható, ha ott $(j-1)$ helyére j -t írunk.

$SUM(j)$ megállapításához [$\Delta A_o(j)$ - és $\Delta A_p(j)$ -hez is] ismernünk kell $I_{om}(j)$ áramamplitudót. Ennek a meghatározásával a következő alpont foglalkozik.

6.7.3 Soros rezgőkör

Hátra van még az $I_{om}(j)$ áramamplitudó és a $V_{cm}(j,k)$ soros kondenzátorfeszültség-amplitudó kiszámítása. $I_{om}(j)$ kiszámítási elvét már a pont bevezetőjében ismertettük. Eszerint $I_{om}(j)$ kiszámítására szolgáló egyenlet a

$$\Delta A_1(j) = \Delta A_c(j,k) + \Delta A_o(j) + \Delta A_r(j) \quad (6.7.4)$$

energiaegyensúlyt kifejező összefüggésből vezethető le, ahol $\Delta A_i(j)$ a szűrőkörből az $I_{om}(j)$ áramimpulzussal kivett energia, $\Delta A_c(j,k)$ a k-adik soros kondenzátorban tárolt energia megváltozása, és $\Delta A_r(j)$ a soros rezgőköri ellenálláson elvesző energia. Valamennyi energiaadag a j-edik "1" állapot kezdetétől a végéig értendő. $I_{om}(j)$ meghatározására szolgáló egyenletet a 6.6 Függelékben vezettük le. [Ld. (A 6.6.9) egyenletet.]

$I_{om}(j)$ és a (j-1)-edik "1" állapot kezdetén a kondenzátor $V_{cm}[(j-3), k]$ feszültségének az ismeretében a $V_{cm}(j,k)$ amplitudó már közvetlenül számítható [ld. (A 6.6.7) egyenletet].

6.7.4 Digitális számítógépes eredmények

Ebben az alponthan leírt valamennyi számítási eredmény $V = 1$, $C_p/C_s = 210/48$ és $\Omega = 1$ számértékekre vonatkozik.

A 6.5 és a 6.6 Függelék szerint a (6.7.4) egyenletben az energia változások

$$\begin{aligned}\Delta A_i(j) &= R_i I_{om}^2(j) + U_i(j-1) I_{om}(j) = 2V_i(j) I_{om}(j) \\ \Delta A_o(j) &= R_o I_{om}^2(j) + U_o(j-1) I_{om}(j) = 2V_{oi}(j) I_{om}(j) \\ \Delta A_r(j) &= \pi \xi_s I_{om}^2(j) = 2V_r(j) I_{om}(j) \\ \Delta A_c(j) &= 2I_{om}^2(j) - 2V_{cm}[(j-3), k] I_{om}(j)\end{aligned}\tag{6.7.5}$$

alakban írhatók fel, ahol R_i , R_o ellenállás, $U_i(j-1)$, $U_o(j-1)$ feszültség jellegű mennyiség. $U_i(j-1)$, ill. $U_o(j-1)$ a szűrőköri $i_e(j-1)$, $v_e(j-1)$ és a $v_{pe}(j-1)$, ill. a terhelőköri $v_{om}^{(c)}(j-1)$, $v_{om}^{(L)}(j-1)$ és a $Q_e(j-1)$ változóktól függ. Az $I_{om}(j)$ áramimpulzus a (6.7.5) egyenletekkel meghatározott $V_i(j)$ állandó feszültségű tápforrásból, ill. a $[V_{oi}(j) + V_r(j)]$ állandó feszültségű fogyasztóba $\Delta A_i(j)$, ill. $[\Delta A_o(j) + \Delta A_r(j)]$ energiát szállít. (6.7.5)-öt a (6.7.4)-be helyettesítve

$$I_{om}(j) = V_i(j) - [V_{oi}(j) + V_r(j)] + V_{cm}[(j-3), k]\tag{6.7.6}$$

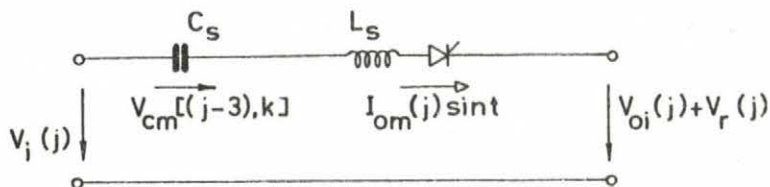
A fiktív $V_i(j)$ = áll. egyenfeszültséggel táplált és a fiktív $[V_{oi}(j) + V_r(j)]$ állandó egyenfeszültséggel leterhelt, továbbá a $V_{cm}[(j-3), k]$ feszültségre feltöltött kondenzátort tartalmazó veszteségmentes soros rezgőkörben a tirisztor gyújtását követően $I_{om}(j)$ áramimpulzus fog folyni ($\sqrt{L_s/C_s} = 1$). Vagyis amikor a tényleges $i_o(t)$ helyett a (6.7.4) egyenletből kiszámított $I_{om}(j)$ áramimpulzussal számolunk, akkor a valóságos $v_p(t)$ vagy $v_n(t)$, $v_{oi}(t)$ és $v_r(t)$ feszültségeket a j-edik szakaszban állandó, fiktív $V_i(j)$, $V_{oi}(j)$ és $V_r(j)$ egyenfeszültséggel helyettesítjük (6.7.3 ábra).

Az előző alpontokban, ill. a hozzájuk tartozó Függelékben felírt differenciaegyenlet-rendszer megoldható a Z transzformáció segítségével. Példaként a szűrőkör differencia-egyenleteiből a Z transzformációs összefüggéseket a 6.7 Függelékben írtuk fel.

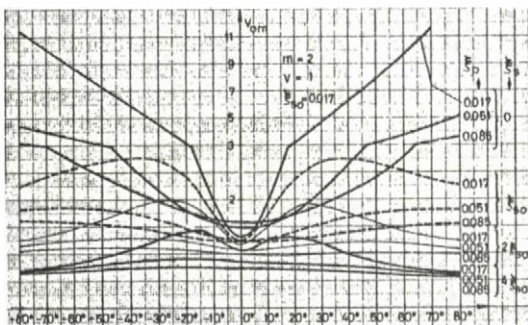
A differenciálegyenlet-rendszer numerikus megoldását a számítógépen lépésről-lépésre számolva kerestük meg, noha mód lett volna még a következő számítási eljárásra is: Vezessük be a keresett változókból felépített alábbi állapotvektort: $\underline{x}_e^T = [v_e \ v_e^{(-)} \ i_e \ Q_e \ V_{om}^{(L)} \ V_{om}^{(C)} \ V_{cm1} \ V_{cm2} \ V_{cm3}]$, ahol $v_e^{(-)} = v_{pe} - v_{ne}$. A vizsgált rendszerben a teljes ismétlődési ciklus hat j taktus. A 6.3 ... 6.6 Függelékből felépíthető az $\underline{x}_e(j+6) = \underline{A} \underline{x}_e(j) + \underline{b} V$ alakú mátrix egyenlet, vagy általánosságban ($n=1,2,\dots$)

$$\underline{x}_e(j+6n) = \underline{A}^n \underline{x}_e(j) + (\underline{A}^{n-1} + \underline{A}^{n-2} + \dots + \underline{I}) \underline{b} V$$

\underline{x}_e értéke állandósult állapotban az $\underline{x}_e = (\underline{I} + \underline{A})^{-1} \underline{b} V$ egyenletből számítható.



6.7.3 ábra
A soros rezgőkör helyettesítő vázlata a j-edik szakaszban



6.7.4 ábra

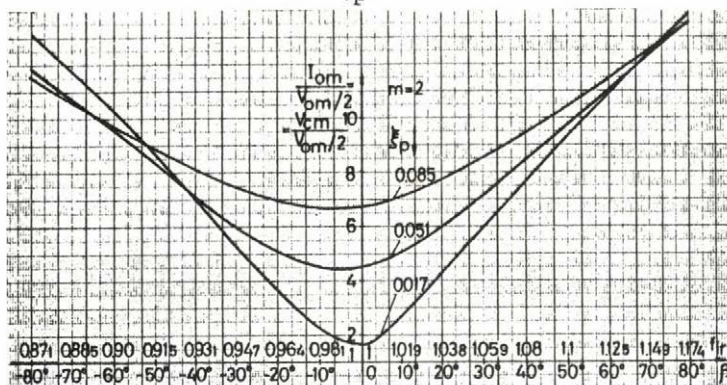
A V_{om} kimenőfeszültség amplitudóváltozása harmadfrekvencia környékén három állandó terhelésre állandósult állapotban

A differenciaegyenlet-rendszerből a 6.8 Függelékben írtuk fel a változók értékét állandósult állapotban meghatározó kifejezéseket. Ezek alapján számítottuk ki a (6.5.2) alatt definiált V_{om} feszültség, $I_{om} = V_{cm}$ és a v_e mennyiségek állandósult állapotban értékét és az eredményeket a 6.7.4, 6.7.5 és 6.7.6 ábrákban ábrázoltuk β , ill. f_{ir} függvényében $m = 2$ esetre. ($m = 4$ - és $m = 6$ -ra vonatkozó eredmények megtalálhatók [98]-ban.) Az ábrákból levonható legfontosabb következtetés az, hogy V_{cm} értéke $|\beta|$ növekedésével rohamosan nő,

de még az $I_{om}/(V_{om}/2) = V_{cm}/(V_{om}/2)$ hányados is növekedik, és így minél nagyobb $|\beta|$, annál jogosabb az alinverter áram közelítése szinuszos alaku áramimpulzusokkal.

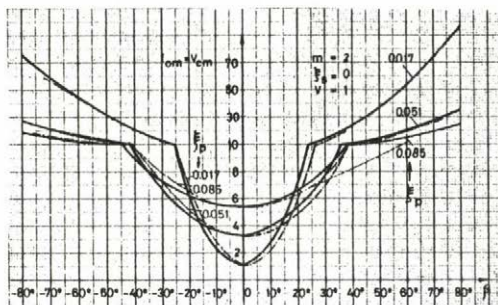
Az $I_{om}(\beta)$ függvény jellegét fizikailag az magyarázza, hogy az inverter kimenőáram harmadik harmonikusához tartozó terhelőkör bemenőimpedancia $|\beta|$ növekedésével rohamosan csökken. Üresjárásban ($f_p = 0.017$) és $\beta = 0$ szögére a 6.7.5

ábra szerint $V_{cm}/(V_{om}/2) = 1.7$, az alinverter áram közelítése szinusz alakú áramimpulzussal jelentős hibát eredményezhet. A kivitelezett invertereken beállított $\beta = 23^\circ$ -ra $V_{cm}/(V_{om}/2) = 4.85$, a közelítés itt már jogosnak mondható. Még pontosabb az eredmény, ha $\xi_p > 0.017$. (Meggjegyezzük, hogy a $V_{cm}/(V_{om}/2)$ minimális értéke a $\xi_p = 0.017$ -es görbén, amely $\beta = 0^\circ$ -ra lép fel, m növekedé-



6.7.5 ábra

Az $I_{om}/(V_{om}/2) = V_{cm}/(V_{om}/2)$ változása
harmadfrekvencia környékén állandósult
állapotban



6.7.6 ábra

Az $I_{om} = V_{cm}$ változása harmadfrekvencia
környékén állandósult állapotban

sével $n\omega$ és $m = 4$ -re 2.65, míg $m = 6$ -ra 3.5 [98].)

A közelítés jóságára vonatkozó következtetések vonhatók le a későbbiekben tárgyalandó pontos analizisből kapott M 7.5.1 és M 7.5.3 ábrákból is. Az M 7.5.1 ábrából a közelítésben feltételezett $\alpha_e = 180^\circ$ -os vezetési szögtől a $\beta = 25^\circ$ -hoz tartozó $\omega = 0.35$ -ös körfrekvenciához $\xi_p = 0.017$, ill. $\xi_p = 0.085$ esetén $\Delta\alpha_e = -18^\circ$, ill. $\Delta\alpha_e = -9.5^\circ$ eltérés tartozik. A 6.7.4 ábrát az M 7.5.3 ábrával összevetve kitűnik, hogy harmadfrekvencia környezetében V_{cm} általában jelentősen nagyobb, mint a névleges frekvencia környezetében és a $V_{cm}/(V_{om}/2) > 3$ egyenlőtlenség tulnyomórészt teljesül. A 6.7.6 ábrában az eredményvonal a pontos analizis eredményét tünteti fel.

A fent leírt közelítő módszerrel kiszámítottuk az indulási tranziens folyamat alatt a v_e , v_{pe} , i_e , V_{om} , I_{om} mennyiségek és a három soros kondenzátor V_{cm} feszültségének az időbeli változását a $\beta = 0^\circ, 25^\circ$; $m = 2, 4, 6$ és $l = 1, 3, 5$ értékek minden változatára ($\xi_p = 0.017$). Példaképpen az M 6.7.1 és az M 6.7.2 ábrákban bemutatjuk ezeket az időfüggvényeket $m = 2$ esetre $\beta = 0^\circ$ -ra és $\beta = 25^\circ$ -ra névleges terhelés mellett ($l = 3$). Valamennyi többi időfüggvény megtalálható [98]-ban. Az ábrák az időfüggvényeket $j = 150$ lépésig tüntetik fel, de valamenyibe berajzoltuk az egyes változók állandósult állapotbani értékét is. A $j =$

= 150 lépés alatt a tranziens folyamat gyakorlatilag befejeződik.

Az indulási tranziens folyamat számítási eredményeiből megválaszolható az alábbi két fontos kérdés: 1. Teljesül-e valamennyi j lépésben, hogy az áramvezetés után az éppen vezetett tirisztor feszültsége negatív marad a v_{oi} feszültség első, áramvezetést követő szélső értéke környezetében is? 2. Jogos-e valamennyi j lépésben az alinverter áram $i_o = I_{om}$ szint alakú közelítése?

1. Kiszámítottuk minden j lépésre a $v_{Txe} = -v_{cm}(j,k) + [(1/2)v_{om}(j) + v_{xe}(j)]$ feszültséget, ahol az x index helyébe páratlan, ill. páros j esetében p , ill. n helyettesítendő. v_{Tpe} (ill. v_{Tne}) lenne a tirisztor feszültsége a v_{oi} feszültség első, áramvezetést követő szélsőértéke időpontjában, a t_{min} időpontban, ha a v_p és a v_n tápfeszültség az áramvezetést követően nem változna és ha a v_o és a v_{oi} feszültség szinuszosan váltakozna és teljesülne a $v_{oi} = (1/2)v_o$ egyenlőség. A valóságban a v_p , ill. v_n feszültség az áramvezetést követően növekedik és a v_o feszültség kb. öt "félperiódusa" múlva éri el a j -edik lépésen belüli legnagyobb értékét, $v_{xs}(j)$ -t az "1" állapot kezdetén. Minden j értékhez kiszámítottuk a $v_{Txs}(j) = -v_{cm}(j,k) + [(1/2)v_{om}(j) + v_{xs}(j+1)]$ közelítő tirisztorfeszültséget is. Ha pl. j páratlan, akkor - az $(1/2)v_{om}(j)$ feszültség miatt a v_{Tx} -ben meglévő bizonytalanságot nem tekintve - a valóságos $v_T(t_{min})$ tirisztorfeszültséghez v_{Tpe} közelebb fekszik, mint a v_{Tps} , de v_{Tpe} negatívabb, v_{Tps} pedig pozitívabb $v_T(t_{min})$ -nél. Mint tudjuk, a v_{oi} feszültség nem változik szinuszosan (6.5.1 ábra), és a $SUM(j-1)$ nagyságu, függőleges irányu eltolása miatt [ld. (A 6.4.5) egyenletet] a t_{min} időpontban $|v_{oi}| < (1/2)v_{om}$. Ezért, ha a $v_T(t_{min})$ tirisztorfeszültségre az $(1/2)v_{om}(j)$ -vel kiszámított v_{Txe} -ből (vagy v_{Txs} -ből) következtetünk, akkor - a $v_{xe}(j)$ vagy $v_{xs}(j)$ tagban lévő bizonytalanságot nem tekintve - a biztonság irányában tévedünk. Minden j lépésben kiszámítottuk a v_{Te} és a v_{Ts} feszültséget, ahol páratlan, ill. páros j esetén $v_{Te} = v_{Tpe}$, $v_{Ts} = v_{Tps}$, ill. $v_{Te} = v_{Tne}$, $v_{Ts} = v_{Tns}$. A v_{Te} feszültség első 150 lépésben fellépő maximumát és minimumát, továbbá a $j = 150$ lépéshez tartozó értékét az M 6.7.1 és az M 6.7.2 ábra esetére a 6.7.1 táblázatba foglaltuk. A táblázatban feltüntettük az ugyanahhoz a j lépéshez tartozó v_{Ts} feszültséget is.

6.7.1 táblázat

$m = 2, l = 3$

β	j	$-v_{Te}$ max	$-v_{Te}$ min	$-v_{Ts}$	h	h max	h min	j
0°	3		0.265	0.189	17.3	37.9		1
	73	2.59		2.012	5.87		4.22	12
	150	$-v_{Te} = 2.27$		1.775	5.47	$h = 5.47$		150
25°	3		0.264	0.206	19.5	37.9		1
	149	5.42		4.455	8.51		6.68	12
	150	$-v_{Te} = 5.21$		4.272	8.33	$h = 8.33$		150

2. Kiszámítottuk minden j lépésre a $h = [V_{cm}(j,k) + v_{xs}(j)] / (V_{om}(j)/2)$ hányadost. Minél nagyobb h , annál pontosabban közelíthető az alinverter áram $i_o = I_{om}$ szint-vel. Ha $h > 3$, akkor ez a közelítés már jogosnak mondható. A 6.7.1 táblázatban feltüntettük a $j \leq 150$ tartományban fellépő maximális és minimális h értéket és a $j = 150$ -hez tartozó h -t.

A kiszámított 18 indulási tranziens folyamatból a $\beta = 0$, $m = 2$ és $l = 1$ esetet kirekesztve, az alábbi következtetések vonhatók le:

a/ v_{Te} (és v_{Ts}) tirisztorfeszültség minden lépésben negatív; b/ $|v_{Te}|$ legkisebb értéke minden esetben $j = 3$ -ra lép fel; c/ $|v_{Te}|$ ugyanakkora m és l mellett $\beta = 25^\circ$ -nál mindig nagyobb, mint $\beta = 0^\circ$ -nál; d/ $|v_{Te}|$ legnagyobb értéke és végértéke ($j = 150$) állandó β és l mellett m -mel együtt nő, kivéve a $\beta = 25^\circ$ - és az $l = 1$ -es esetet, ahol a helyzet éppen fordított; e/ h minimális értéke minden esetben nagyobb háromnál, kivéve a $\beta = 0^\circ$, $m = 4$ és $l = 1$ esetet, ahol $h_{min} = 2.75$, de mindössze csak három lépésben fordul elő, hogy h_{min} három alá kerül; f/ $\beta = 25^\circ$ -ra h_{min} legkisebb értéke 5.51 ($m = 6$, $l = 1$), míg a legnagyobb értéke 12 ($m = 6$, $l = 5$); g/ h legnagyobb értéke minden esetben $j = 1$ -re lép fel és $h_{max} \geq 36$.

A $\beta = 0^\circ$, $m = 2$ és $l = 1$ esetben v_{Te} először a $j = 12$ -edik lépésben válik pozitívvá, ahol $h = 1.36$. (Ha ezt a körülményt nem vesszük figyelembe és a közelítő számítást változatlan módon tovább folytatjuk, rendszertelenül váltakozó előjelű v_{Te} értékeket kapunk.) A közelítő számítási mód erre az esetre nem alkalmazható. Megjegyezzük, hogy a laboratóriumi kísérletek szerint ebben az állapotban az inverter sem indult meg.

A kidolgozott számítógépes programot lefuttattuk $m = 0$ esetben is a $\beta = 0^\circ$ és 25° , továbbá az $l = 3$ és 5 értékek mind a négy változatára. Valamennyi esetben azt az eredményt kaptuk, hogy az indulás kezdetén v_e , v_{pe} és v_{ne} rohamosan csökkent és $j = 10$ környékén mindegyik negatívvá vált, majd néhány lépés múlva V_{cm} és I_{om} előjele is megfordult. Az utóbbi fizikailag lehetetlen. A program felépített formájában, $m = 0$ esetben a teljes tranziens folyamat vizsgálatára nem alkalmas. Mindenesetre az azonban látszik az eredményekből, hogy a 6.3 pontban az $f_i \approx f_p$ indulási frekvencia választással kapcsolatban leírt fizikai megfontolások mennyiségileg is helytállóak.

A számítógépes programot lefuttattuk veszteséges soros rezgőkör esetében is ($\xi_s \neq 0$). Két eredményt mutat be az M 6.7.3 és az M 6.7.4 ábra ($\xi_{so} = 0.017$). A $\xi_s = 4\xi_{so}$ csillapítási tényező esetén, harmadfrequencián $V_r(j)$ nagy $V_{oi}(j)$ -hez képest. ξ_s miatt I_{om} és V_{cm} jelentősen csökken, v_{pe} váltakozása kisebb, a tranziens folyamat rövidebb idő alatt játszódik le. ξ_s nem befolyásolja a $V_{cm}/(V_{om}/2) = I_{om}/(V_{om}/2)$ hányadost, hiszen V_{om} csak I_{om} -tól függ, ezért a közelítő számítás várható pontossága is ugyanaz, mint $\xi_s = 0$ esetén.

Az M 6.7.5 ábra bemutatja állandósult állapotra a $V_{cm}(\beta)$ kapcsolatot három ξ_s értékre. Az eredményvonallal rajzolt görbék, ill. a kereszttel bejelölt pontokat a 7. Fejezetben leírt pontos módszerrel számítottuk ki. A két eredmény közötti eltérés 10%, vagy ennél kisebb.

Az M 6.7.1 ... M 6.7.4 ábrákban látható v_e feszültség csillapodó lengéseket végez, frekvenciája közel esik a rendszer legnagyobb időállandóju tagjának, a szűrőkörnek a sajátfrekvenciájához.

A számítógépes programba az alábbi ellenőrzéseket építettük be: Kiszámítottuk minden lépésben a v_{Txe} , v_{Txs} , h , $(4C_p/C_s)$ SUM és az $\varepsilon = A_i - A_c - A_o$ mennyiségeket, továbbá a $V_{ome}^{(L)}$ feszültséget egyrészt az (A 6.1.19), másrészt az (A 6.4.11) egyenletekből. Állandósult állapotban teljesülnie kell a $(4C_p/C_s)$ SUM = I_{om} egyenlőségnek. Tájékoztatásképpen közöljük, hogy $\beta = 25^\circ$, $l = 1$, $m = 2$ esetén a $j = 3 \cdot 10^3$ -adik lépésben az ε hiba 10^{-5} nagyságrendű volt. ($\xi_s = 0$).

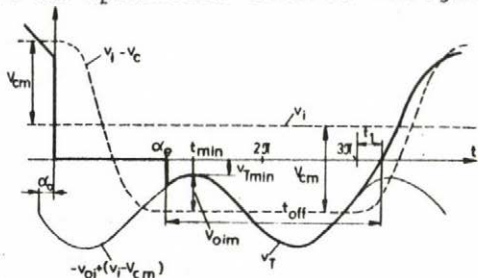
6.8 Gyújtásszögszabályozás elve

A 3. és az 5. Fejezetben leírt vizsgálat eredményeiből kitűnik, hogy az erős-áramu elemek többségének az igénybevétele szempontjából létezik egy $\alpha_o = \alpha_{o,opt}$ optimális gyújtásszög. $Q = 1$ esetben névleges terhelés környékén $\alpha_{o,opt} = 0^\circ$. Itt minimális (vagy közel minimális) az inverter bemenő- és kimenőárama (3.7.3 ábra), a V_{Tm+} maximális tirisztorfeszültség (M 3.7.1 ábra), a V_{cm} soros kondenzátorfeszültség amplitudó (3.7.1 ábra), továbbá a di_{ol}/dt kezdeti és végértéke, valamint a kezdeti dv_T/dt érték. $\alpha_o = \alpha_{o,opt}$ mellett az inverter kevésbé hajlamos túlterhelődésre a terhelésváltozás hatására. A túlterhelés megakadályozására beépített korlátozó körök a v_o kimenőfeszültséget és ezzel a P_o kimenőteljesítményt csökkentik. Az optimális gyújtásszöggel járó inverternél pl. az olvasztási folyamat során nem, vagy csak ritkán és kis mértékben hatnak a korlátozó körök és ezért az inverter átlagos kimenőteljesítménye nagyobb, az olvasztási idő rövidebb, a veszteségek és a fajlagos energiafogyasztás kisebb.

Van azonban egy igen fontos inverterjellemző, a tirisztorok szabaddáválási ideje, amely miatt nem lehet minden üzemállapotban $\alpha_o = \alpha_{o,opt}$. A 3.6 pont részletesen kifejtette, hogy csak a kritikus munkaponthoz tartozó gyújtásszögnél nagyobb gyújtásszögekre, a hosszú vezetési tartományban teljesülnek az alábbiak: a/ A tirisztor szabaddáválási ideje még kis terhelések esetén is mindig hosszabb egy félperiódusnál (3.7.4 ábra). b/ Az inverter még kis terhelések esetén is mindig 1. üzemmódban dolgozik (3.6.1, M 3.6.9, M 3.6.11 ábra). c/ Ug-rásszerű üzemállapotváltozás nem lép fel.

A gyújtásszögszabályozás elve kompromisszumos megoldáson alapul. Üresjárásban

és kis terheléseknél az inverter gyújtásszöge a kritikus munkaponthoz tartozó gyújtásszögnél nagyobb, állandó érték. Az inverter névleges terhelése felé közeledve a gyújtásszögszabályozó a gyújtásszöget az $\alpha_o = \alpha_{o,opt}$ irányában változtatja. Névleges terhelés környékén, vagy e felett a szabályozó a gyújtásszöget az optimális értéken tartja.



6.8.1 ábra

A v_T tirisztorfeszültség hullámalakja (vastag vonal) és a v_{Tmin} feszültség értelmezése

Az áramvezetést követően a $t_{min} = (3\pi/2) - (\alpha_o + \alpha_e)$ időpontban lép fel a $v_{Tmin} = -V_{cm} + (V_{oim} + v_i)$ tirisztorfeszültség (6.8.1 ábra). A hosszú t_{off} szabaddáválási idő feltétele a $v_{Tmin} < 0$ teljesülése. Adott v_o feszültségen a szabályozó v_{Tmin} szabályozott jellemzőt tartja állandó értéken olyan módon, hogy csökkenő $|v_{Tmin}|$ esetén az α_o gyújtásszöget növeli, ami a $V_{cm} - v_i$ feszültség növekedését idézi elő (V_{cm} nő, v_i csökken). (Ld. 3.6.2 és 3.7.1 ábrákat.)

α_o változási tartományát az alábbiak határolják be. α_o maximális értékét elvben a kritikus munkaponthoz tartozó gyújtásszögre lehetne választani, hiszen itt tetszőleges terhelésre $v_{Tmin} \leq 0$. (Az egyenlőségjel éppen a kritikus munkapontra vonatkozik.) A gyakorlatban α_o maximális értékét a kritikus munkaponti α_o -nál nagyobbra kell választani a terhelésváltozás okozta frekvenciaváltozás, a kisebb-nagyobb mértékben mindig meglevő aszimmetriák, a tranziens folyamatok, a v_i feszültség felharmonikus tartalma, továbbá biztonsági ok miatt. α_o minimális értékeként $\alpha_{o,opt}$ -ot célszerű választani, $\alpha_{o,opt}$ alá értelmetlen menni hiszen egyrészt az igénybevételek itt ismét növekednének, másrészt a szabályozási kör pozitív visszacsatolásává válna. A gyújtásszögszabályozó hozzávetőleges szabályozási görbéit az M3.6.7 ábrában vastag, szaggatott vonal jelöli. A gyújtásszögszabályozó elvi kapcsolási vázlatát és határoló köreinek a működési módját a 6.9 Függelék részletezi.

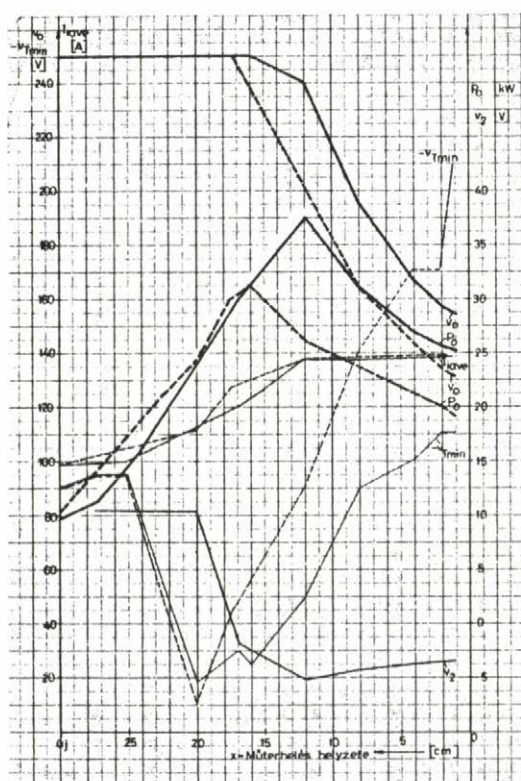
6.8.1 Mérési eredmények a gyújtásszögszabályozóval

Két mérési eredményt mutatunk be a gyújtásszögszabályozóval elérhető eredmény szemléltetésére.

A 6.8.2 ábra vízűtéses, acélhengeres műterhelés x geometriai helyzete függvényében mutatja néhány mennyiség változását. A v_o kimenőfeszültség csökkenését az $I_{i,ave} = 138$ A-re beállított áramkorlátozó okozza. A gyújtásszögszabályozó

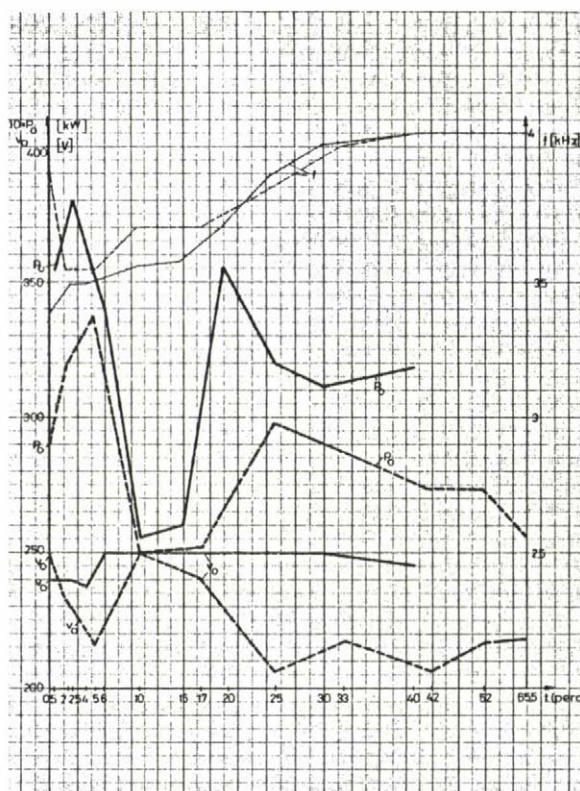
csak akkor működik, ha a v_2 kimenőfeszültsége negatív, ezért a mérés szerint csak az inverter névleges terhelése környékén éled fel. Ennél kisebb terhelésen is meg kellene szólalnia, hiszen üresjárás környékén $-v_{Tmin} \approx 90$ V és mint az ábrából látszik $x = 18$ cm-nél már $-v_{Tmin} = 50$ V-nál a gyújtásszögszabályozó feléledt, $v_2 < 0$. Az ellentmondást az magyarázza, hogy a 6.8.2 ábrában berajzolt ($-v_{Tmin}$) feszültség nem a szabályozó ellenőrző jele, hanem a tirisztoron ténylegesen fellépő és oszcilloszkóppal onnan leolvasott érték.

A két érték között - az arányossági tényezőtől eltekintve - lényeges eltérés van az érzékelés pontatlansága miatt. A hiba jórészt abból származik, hogy ($-v_{Tmin}$) feszültséget két, közel egyenlő, nagy feszültség - egyrészt V_{cm} , más-



6.8.2 ábra

Inverterjellemzők változása a műterhelés x helyzete függvényében gyújtásszögszabályozó nélkül (szaggatott vonal) és gyújtásszögszabályozóval (folytonos vonal). $x = 0$ esetben a műterhelés teljesen a tégelybe van süllyesztve.



6.8.3 ábra

Inverterjellemző változása az idő függvényében acélolvasztás során gyújtásszögszabályozó nélkül (szaggatott vonal) és gyújtásszögszabályozóval (folytonos vonal).

részt ($v_i + V_{oim}$) - különbségeként állítjuk elő. (V_{cm} a mérés alatt 300 V-tól 500 V-ig változott.)

A gyújtásszög szabályozó hatásaképpen a P_o kimenőteljesítmény helyenként még 10 kW-nál is nagyobb értékkel nő meg. Tájékoztatásképpen jegyezzük meg, hogy teljesen leengedett műterhelésnél ($x = 0$) a kimenőteljesítmény relatív értéke névleges kimenőfeszültségen $P_o = 2.35$.

A 6.8.3 ábra két acélolvasztás során rögzített mérési eredményeket közöl. A gyújtásszög szabályozó hatására a P_o kimenőteljesítmény erősen megnő, az olvasztási idő 65.5 percről 40 percre lecsökken, a fajlagos energiafogyasztás 1.2 kWh/kg-ról 1 kWh/kg-ra csökken. Vegyük észre, hogy az olvasztási folyamat során az f frekvencia növekedik (1.3 pont, 5. és 6. Fejezet).

7. PONTOS ANALIZIS

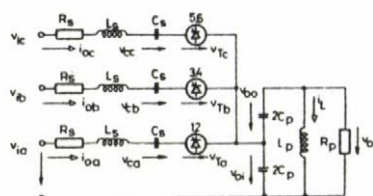
Az előző fejezetekben közelítő számítási módszereket mutattunk be a középfrekvenciás inverter egyes erőáramu részeinek a számítására. Ebben az utolsó fejezetben a rendszer pontosabb analizisére kerül sor. Célunk az, hogy a közelítő módszerek jóságát ellenőrizzük. A fejezet végén az értekezésben tárgyalt módszerek eredményeit összehasonlítjuk egymással és néhány mérési eredménnyel.

7.1 Bevezető

A 2.6.1 ábrán bemutatott erőáramu inverter kapcsolás szerint az energiatároló elemek száma 16 (8 induktivitás és 8 kondenzátor). Az inverter hat tirisztora miatt az áramkör egyes részei váltakozva hol szétkapcsolódnak, hol összekapcsolódnak az áramkör maradék részével. Minden egyes tirisztor bekapcsolás, ill. kialszás új áramköri képet teremt, tranziens folyamatot indít el a kapcsolásban még állandósult tranziens állapotban is tranziens folyamatok játszódnak le. Ha a szabályozási kör viselkedését is a vizsgálati körünkbe vonnánk, akkor a kép tovább bonyolódna, minthogy egyrészt a szabályozó kompenzáló és szűrő elemei miatt az energia tárolók száma tovább nőne, másrészt a tirisztoros egyenirányító holtideje bonyolítaná még tovább a számítást.

Vizsgálatainkat - állandó bemenő feszültség mellett - az erőáramu kör jelenségeire korlátozzuk. Ily módon az energiatárolók száma a szűrőkör négy energiatárolójának a kiesése miatt 16-ról 12-re csökken. A rendszert leíró állapot egyenletek számát jelentős mértékben lehet tovább csökkenteni a rendszert helyettesítő kép ésszerű megválasztásával.

Az egyik egyszerűsítő felismerés az, hogy az azonos értékű soros fojtóteker-
csek közül az a kettő, amelyik ugyanannak az oszlopnak a pozitív, ill. negatív alinverteréhez tartozik, egyidejűleg áramot nem vezet, egy induktivitásba ösz-
szevonható. Ezzel az egyszerűsítéssel felépített helyettesítő kapcsolási váz-
latot a 7.1.1 ábra mutatja. A hat soros fojtótekercsből itt már csak három je-
lenik meg. R_s a soros fojtótekercs ellenállása. A v_{ia} feszültség a T1 tirisz-
tor vezetése alatt v_i -vel, T2 vezetése alatt $-v_i$ -vel egyenlő. Értelemszerűen
hasonló állítás igaz v_{ib} -re, és v_{ic} -re is. A tirisztorokat v_{Ta} , v_{Tb} és v_{Tc}



7.1.1 ábra

Egyszerűsített inverter helyet-
tesítő kapcsolási vázlat

feszültséggenerátorral helyettesítettük. Egy
feszültséggenerátor két tirisztor áramköri
szerepét képezi le részlegesen. Pl. a v_{Ta} fe-
szültséggenerátor feszültsége zérus, akár a
T1-es, akár a T2-es tirisztor vezet. Ha egyik
tirisztor sem vezet a v_{Ta} feszültséggenerátor
feszültsége éppen akkora, hogy a körben ne
folyjék áram. Ilyenkor két választásunk van.

Ha v_{ia} -t v_i -vel vesszük egyenlőnek, akkor $v_{Ta}=v_{T1}=v_i-v_c-v_{oi}$, a feszültséggenerátor a T1 tirisztor feszültséget szolgáltatja. Ha v_{ia} -t $-v_i$ -nek tekintjük, akkor $-v_{Ta}=v_{T2}=v_i+v_c+v_{oi}$, a feszültséggenerátor negatív előjellel vett feszültsége a T2 tirisztor feszültséget adja. Vezető tirisztor esetén a másik tirisztor feszültség a helyettesítő vázlatból közvetlenül nem olvasható ki. Pozitív áramimpulzus a T1 tirisztor áramát adja: $i_{oa}=i_{ol}$, míg a negatív áramimpulzus a T2 tirisztor áramot szolgáltatja: $i_{oa}=-i_{ol}$.

A 3.1 pontban már említettük, hogy az inverter az egyidejűleg vezető tirisztorok számától függően háromféle vezetési állapotban dolgozhat: "0", "1" és "2".

"0" vezetési állapotban $i_o=0$. A három soros rezgőkörben áram nem folyik. A C_s kondenzátor feszültségek az előzőleg folyt áramok által meghatározott állandó értéken tartózkodnak. A terhelő rezgőkör magára hagyva csillapodó rezgést végez. A független energiatárolók száma kettő (C_p és L_p), a rendszert két elsőrendű differenciálegyenlet egyértelműen leírja.

"1" vezetési állapotban pl. $i_o=i_{oa}$. A három soros rezgőkör közül az egyik áramot vezet. A független energiatárolók száma 5, a rendszer leírásához öt, elsőrendű differenciálegyenlet szükséges.

"2" vezetési állapotban pl. $i_o=i_{oa}+i_{ob}$. Ez a helyzet, ha pl. a T1 tirisztor gyújtásakor a T4 tirisztoron átfolyó áram még nem aludt ki. Ilyenkor a független energiatárolók és az elsőrendű differenciálegyenletek száma hétre növekszik.

Állandósult állapotban vagy "0" és "1" vagy "1" és "2" vezetési állapotok váltogatják egymást. Pl. önvezérléses üzemben, ha a vezetési szög $\alpha_e \leq \pi$, akkor a "0" és "1", míg ha $\alpha_e > \pi$, akkor az "1" és "2" vezetési állapotok váltakoznak. (Itt két egymás után következő gyújtó impulzus közötti távolságot vettük π -nek és ebben a szögléptékben mértük α_e -t is.) Ha az inverter frekvenciáját külső vezérlő jel szabja meg és ez a frekvencia a terhelés saját frekvenciájához képest kicsiny, mint pl. az indítás második fázisában, akkor csak a "0" és az "1" vezetési állapot váltakozik. A következő két pontban ezzel az utóbbi, egyszerűbb esettel foglalkozunk, a 7.4 pont pedig az "1" és a "2" vezetési állapot váltakozására vonatkozik.

7.2 Analízis az átviteli függvény mátrixokkal

Tételezzük fel, hogy a 7.1.1 ábra kapcsolásában, állandósult állapotban, a "0" és "1" vezetési állapot váltogatja egymást. Vezessen a T1 tirisztor a $0 \leq t \leq \tau_c = \alpha_e$ időszakban és legyen $i_o=0$ a $\tau_c \leq t \leq (\tau_c + \tau_n)$ alatt.

Az "1" vezetési állapotban az ismeretlen sorvektor legyen $\underline{x}_{oc}^T = [i_{ol} \ v_{cl} \ v_{oi} \ v_{oo} \ i_L]$. (A c index a "conduction" szó kezdőbetűje és tirisztor vezetésre utal.) \underline{x}_{oc} értékét egyrészt a v_i bemenőfeszültség, másrészt a kezdeti feltételek egyértelműen meghatározzák. Laplace transzformált alakban

$$\underline{x}_{oc}(s) = \underline{Y}_c(s) [\underline{x}_{oc}(0) + \underline{v}_i] \quad (7.2.1)$$

ahol $\underline{Y}_c(s)$ az átviteli függvény mátrix, $\underline{x}_{oc}^T(0) = [i_{ol}(0) \ v_{cl}(0) \ v_{oi}(0) \ v_{oo}(0) \ i_L(0)]$ a kezdeti feltétel sorvektor, $\underline{v}_i^T = [v_i \ 0 \ 0 \ 0 \ 0]$ a bemenőjel sorvektor.

A "0" vezetési állapotban az ismeretlen sorvektor legyen $\underline{x}_{on}^T = [v_o \ i_L]$. Az n index a nem vezetés állapotára utal. Minthogy a bemenőfeszültségeket most a terhelőkörből a tirisztorok leválasztják \underline{x}_{on} csak a kezdeti feltételektől függ. Laplace transzformált alakban

$$\underline{x}_{on}(s) = \underline{Y}_n(s) \underline{x}_{on}(\tau_c) \quad (7.2.2)$$

Az $\underline{Y}_c(s)$ és az $\underline{Y}_n(s)$ átviteli függvény mátrixot a 7.1 Függelékben határoztuk meg. Az $\underline{Y}_c(s)$ mátrix valamennyi átviteli függvény eleme az z_{ij} , z_{ij} és $(1/s)z_{ij}$ három függvény lineáris kombinációjából épül fel. z_{ij} általános alakja (A 7.1.17) alapján

$$z_{ij}(s) = k_{ij} \frac{1 + a_{ij}s + b_{ij}s^2}{D_c(s)} \quad (7.2.3)$$

ahol

$$D_c(s) = \left[1 + 2\xi_a \frac{s}{\omega_a} + \left(\frac{s}{\omega_a} \right)^2 \right] \left[1 + 2\xi_b \frac{s}{\omega_b} + \left(\frac{s}{\omega_b} \right)^2 \right] \quad (7.2.4)$$

$\underline{Y}_n(s)$ mátrix valamennyi átviteli függvény eleme w_{ij} vagy sw_{ij} típusu. w_{ij} általános alakja (A 7.1.9) alapján

$$w_{ij}(s) = l_{ij} \frac{1 + d_{ij}s}{D_n(s)} \quad (7.2.5)$$

ahol

$$D_n(s) = 1 + 2\xi_p \frac{s}{\omega_p} + \left(\frac{s}{\omega_p} \right)^2 \quad (7.2.6)$$

A z_{ij} és w_{ij} típusu átviteli függvények könnyen visszatranszformálhatók az időtartományba. A $z_{ij}(t)$ és $w_{ij}(t)$ típusu súlyfüggvényeket a 7.2 Függelékben irtuk fel. Ezek ismeretében a keresett változók időfüggvényei, vagyis a (7.2.1) és a (7.2.2) egyenlet inverz Laplace transzformáltja

$$\underline{x}_{oc}(t) = \underline{Y}_c(t) [\underline{x}_{oc}(0) + \underline{v}_i] \quad (7.2.7)$$

$$\underline{x}_{on}(t) = \underline{y}_n(t) \underline{x}_{on}(\tau_c) \quad (7.2.8)$$

ahol $\underline{y}_c(t)$ és $\underline{y}_n(t)$ a válaszmátrixok. A válaszmátrixok ismerete nem elégséges a keresett változók meghatározásához. Ismernünk kell még a kezdeti feltétel vektorokat, $\underline{x}_{oc}(0)$ -t és $\underline{x}_{on}(\tau_c)$ -t is. Az alábbiakban egy módszert mutatunk be a két kezdeti feltétel vektor meghatározására.

Abból a célból, hogy a (7.2.7) és (7.2.8) egyenletekkel közös műveleteket végezhesünk, írjuk át a (7.2.8)-as másodrendű mátrix egyenletet ötödrendűvé. Alkossák \underline{x}_{on} oszlopvektort ugyanazok a változók, mint \underline{x}_{oc} -t, vagyis $\underline{x}_{on}^T = [i_{o1} \ v_{c1} \ v_{oi} \ v_{oo} \ i_L]$. Az $\underline{y}_n(t)$ most már ötödrendű válaszmátrix elemei (A 7.1.8) alapján

$$\underline{y}_n(t) = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & w_{33} & w_{34} & w_{35} \\ 0 & 0 & w_{43} & w_{44} & w_{45} \\ 0 & 0 & w_{53} & w_{54} & w_{55} \end{bmatrix} \quad \begin{aligned} w_{33} &= w_{44} = \frac{1}{2} \{ L^{-1}[sW_{11}] + 1 \}; \\ w_{34} &= w_{43} = \frac{1}{2} \{ L^{-1}[sW_{11}] - 1 \}; \\ w_{35} &= w_{45} = \frac{1}{2} L^{-1}[W_{12}]; \\ w_{53} &= w_{54} = L^{-1}[W_{21}]; \quad w_{55} = L^{-1}[W_{22}] \end{aligned} \quad (7.2.9)$$

Az első sor és első oszlop azért tartalmaz csak zérusokat, mert $i_{o1}(t) = 0$ és $i_{o1}(\tau_c) = 0$. Az átló második eleme azért egy, mert $v_{c1}(t) = v_{c1}(\tau_c)$. A válaszmátrix harmadik és negyedik sora szerint

$$\begin{aligned} v_{oi}(t) &= \frac{1}{2} \left\{ L^{-1}[sW_{11}] + 1 \right\} v_{oi}(\tau_c) + \frac{1}{2} \left\{ L^{-1}[sW_{11}] - 1 \right\} v_{oo}(\tau_c) + \\ &\quad + \frac{1}{2} L^{-1}[W_{12}] i_L(\tau_c) \\ v_{oo}(t) &= \frac{1}{2} \left\{ L^{-1}[sW_{11}] - 1 \right\} v_{oi}(\tau_c) + \frac{1}{2} \left\{ L^{-1}[sW_{11}] + 1 \right\} v_{oo}(\tau_c) + \\ &\quad + \frac{1}{2} L^{-1}[W_{12}] i_L(\tau_c) \end{aligned}$$

A két egyenlet összege valóban ugyanazt adja $v_o(t)$ -re, mint a (7.2.2) kifejezés. A $t=0$ időpontban az első egyenletből $v_{oi}(\tau_c)$ -t, a másodikból $v_{oo}(\tau_c)$ -t kell kapnunk. A Laplace transzformáció kezdeti érték tétele szerint [ld. (A 7.1.9)-et]:

$$\frac{dw_{11}}{dt}(0) = \lim_{s \rightarrow \infty} [s^2 W_{11}(s)] = 1. \text{ Ez értelmezi a } v_{oi}(\tau_c) \text{ és } v_{oo}(\tau_c) \text{ szorzójában szereplő } +1 \text{ és } -1 \text{ tagot.}$$

Az $\underline{x}_{oc}(0)$ kezdeti feltétel vektort a következő iterációval keressük meg [1]. Vegyünk fel kiinduláskor önkényesen egy $\underline{x}_{oc}(0)$ kezdeti feltétel vektort. Az

ehhez tartozó $i_{o1}(t)$ áram τ_c kialakási időpontját megkeressük pl. Newton iterációval. A τ_c kialakási időpontban (7.2.7) szerint

$$\underline{x}_{oc}(\tau_c) = \underline{y}_c(\tau_c)[\underline{x}_{oc}(0) + \underline{v}_1] \quad (7.2.10)$$

A "0" vezetési állapot kezdeti feltétel vektora $\underline{x}_{on}(\tau_c) = \underline{x}_{oc}(\tau_c)$ és így (7.2.8)-ból

$$\underline{x}_{on}(\tau_1) = \underline{y}_n(\tau_n) \underline{x}_{on}(\tau_c) \quad (7.2.11)$$

ahol $\tau_1 = \tau_n + \tau_c$. τ_n értékét kétféleképpen határozhatjuk meg. Külső frekvencia vezérlés esetén - mint pl. az indítás második és harmadik szakaszában - a külső frekvencia f_1 ismert és ezzel $\tau_1 = \tau_c + \tau_n = 1/2f_1$. Önvezérléses esetben a következő gyújtóimpulzus időpontja pl. a v_o kimenőfeszültség adott értékéhez van kötve és ezért (7.2.11)-ből először az adott v_o -hoz tartozó τ_1 -t kell kiszámítani.

Állandósult állapotban $\underline{x}_{oc}(0) = -\underline{x}_{on}(\tau_1)$. (7.2.10)- és (7.2.11)-ből

$$[\underline{I} + \underline{y}_n(\tau_n)\underline{y}_c(\tau_c)]\underline{x}_{oc}(0) = -\underline{y}_n(\tau_n)\underline{y}_c(\tau_c)\underline{v}_1 \quad (7.2.12)$$

A négy ismeretlent tartalmazó (7.2.12)-es inhomogén egyenletrendszer megoldva az $\underline{x}_{oc}(0)$ kezdeti érték vektor új értékét kapjuk. Ezzel a leírt iterációs eljárást előlről kezdetjük mindaddig, amíg az egymásutáni két iterációs lépéshez tartozó $\underline{x}_{oc}(0)$ vektorok különbsége egy előírt hibakorlát alá nem kerül.

A 7.1 Függelék megemlíti, hogy az \underline{y}_c átviteli függvény mátrix elemei az (A 7.1.15) egyenlet szerint az $\text{adj}(s\underline{I} + \underline{L}_s \underline{R}_c)$ mátrix kiszámításával kaphatók meg. Ellenőrzésképpen \underline{y}_c -t egyszerű áramkör számítási módszerrel is meghatároztuk, amelynek az alapja a következő gondolat volt: Egy tetszőleges C kondenzátor $v_c(0)$ kezdeti feszültsége úgy fogható fel, mintha a feltöltetlen C kondenzátorral egy feszültséggenerátor lenne sorba kapcsolva, amelynek a feszültsége $t=0$ időpontban ugrásszerűen zérusról $v_c(0)$ értékre növekednék meg. Hasonlóképpen egy tetszőleges L induktivitás $i_L(0)$ kezdeti árama úgy fogható fel, mintha a zérus áramu L induktivitással egy feszültséggenerátor lenne sorba kapcsolva, amelynek a feszültsége a $t=0$ időpontban $Li(0)$ nagyságú Dirac impulzussal változna meg.

A \underline{v}_1 -vel együtt tehát a kezdeti feltételek is, mint külső bemenőjelek kezelhetők. Tetszőleges bemenőjelhez tartozó átviteli függvény a szokásos áramkör számítási módszerrel számítható.

Az "1" állapotban az energiatárolók száma öt (3 kondenzátor, két induktivitás). A független energiatárolók száma azonban csak négy, hiszen a három csillagba kapcsolt kondenzátor csillagpontja nincsen kivezetve, a kondenzátoráramok összege mindig zérus (7.1.1 ábra). (Két kondenzátoráram a harmadikat meghatározza). A négy független energiatároló miatt az \underline{Y}_C mátrix valamennyi "átviteli függvényé"-nek a nevezőjében a fokszámnak 4-nek kell lennie. Átviteli függvényen a megfelelő kimenőjel/bemenőjel hányadost kell érteni, ami általában nem egyezik meg közvetlenül az $\underline{Y}_C(s)$ mátrix megfelelő elemével. A bemenőjelek Laplace transzformáltját $\underline{x}_b^T(s) = (1/s) [v_i \ v_{cl}(0) \ v_{oi}(0) \ v_{oo}(0) \ s i_L(0)]$ vektor adja. Eszerint az $\underline{Y}_C(s)$ mátrix első négy oszlopának valamennyi elemét s -sel meg kell szorozni, míg az utolsó oszlopot változatlanul kell hagyni ahhoz, hogy a fentiekben értelmezett átviteli függvényeket kapjuk. Az ilyen módon átírt mátrix valamennyi elemének a nevezője már negyedfoku.

Az $\underline{Y}_n(s)$ és $\underline{Y}_C(s)$ mátrixok elemeihez tartozó "súlyfüggvények" meghatározásához ismernünk kell az "átviteli függvények" nevezőjében levő $D_n(s)$ és $D_C(s)$ polinomok gyökeit, illetve az ezekből kiszámítható körfrekvencia és csillapítási tényező értékeket. $D_n(s)$ másodfoku polinom [(A 7.1.5) egyenlet.] Üresenjáró inverterre a 2.6 pont szerint $\omega_p = 22,4 \cdot 10^3 \text{ rad/sec}$; $f_p = 3,565 \text{ kHz}$; $\xi_p = 0,017$. $D_C(s)$ negyedfoku polinom [(A 7.1.13) egyenlet]. $\omega_p = \omega_s = 22,4 \cdot 10^3 \text{ rad/sec}$ és $\xi_p = \xi_s = 0,017$ valamint $C_p = 210 \mu\text{F}$; $C_s = 48 \mu\text{F}$ értékekkel (ld. 2.6 pontot) a Bairstow féle iterációs módszert alkalmazva a számítógépes megoldás: $\omega_a = 25,6 \cdot 10^3 \text{ rad/sec}$; $f_a = 4,07 \text{ kHz}$; $\xi_a = 0,0167$ és $\omega_b = 20,1 \cdot 10^3 \text{ rad/sec}$; $f_b = 3,2 \text{ kHz}$; $\xi_b = 0,01653$. A változók időfüggvényében két, közel egyenlő frekvenciájú, alig csillapodó szinusz függvény összege adja az időtől függő részt.

7.3 Analízis az állapotegyenletekkel. "0" és "1" állapotok váltakoznak^{*}

Ha az áramkör energiatárolóinak a száma négynél, vagy ötnél nagyobb, akkor a 7.2 pontban bemutatott módszer helyett célszerűbb felírni az állapotegyenleteket és azokat szükség esetén numerikusan megoldani. Ilyenkor ugyanis általában már meglehetősen hosszadalmas és sok hibázási lehetőséggel terhelt az időfüggvények meghatározása zárt alakban az előbbi módon.

Néhány jelölésben eltérünk majd az előző pontban alkalmazottaktól, részben azért, hogy az állapotváltozós módszernél szokásos formákra jussunk, részben egyszerűsítés miatt. Az egyenleteket egyszerűsítjük, ha a v_{oi} és a v_{oo} feszültségek helyett bevezetjük az

$$x_3 = v_{oi} - v_{oo} \text{ és } x_4 = v_{oi} + v_{oo} = v_o \quad (7.3.1)$$

^{*}A módszer alapelve megtalálható Dr. Rácz István professzor úr munkáiban [1,2,3]

egyenletekkel definiált, szimmetrikus összetevőkhöz hasonló mennyiségeket. A v_{oi} és a v_{oo} feszültség

$$v_{oi} = \frac{1}{2} (x_3 + x_4) \quad \text{és} \quad v_{oo} = \frac{1}{2} (x_4 - x_3) \quad (7.3.2)$$

összefüggésekből számíthatók vissza.

További egyszerűsítésként i_{oi} , ill i_L áram helyett vezessük be az áramnak a $z_p = \sqrt{L_p/C_p}$ hullámellenállással szorzott értékét, vagyis az $x_1 = z_p i_{oi}$ és $x_5 = z_p i_L$ feszültség jellegű mennyiségeket, és v_{ci} helyett az x_2 jelölést (7.3.1 ábra).

Ezekkel a 7.3.1 ábra kapcsolásának állapotegyenlete mátrix alakban

$$\frac{dx}{dt} = \underline{A}_C x + \underline{e}_1 v_i c\Omega - \underline{e}_1 v_T c\Omega = \underline{v}_C - \underline{e}_1 v_T c\Omega \quad (7.3.3)$$

ahol v_T a tirisztorfeszültség ("1" állapotban v_T zérus)

$$\underline{x}^T = [x_1 \ x_2 \ x_3 \ x_4 \ x_5] \quad (7.3.4)$$

$$\underline{e}_1^T = [1 \ 0 \ 0 \ 0 \ 0] \quad (7.3.5)$$

$$\underline{A}_C = \begin{bmatrix} -2\xi_s \Omega & -c\Omega & -c\Omega/2 & -c\Omega/2 & 0 \\ \frac{\Omega}{c} & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 1/2 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 1/2 & 0 & 0 & -2\xi_p & -1 \\ 0 & 0 & 0 & 1 & 0 \end{bmatrix} \quad (7.3.6)$$

$$x_1 = \sqrt{\frac{L_p}{C_p}} i_{oi} = c \sqrt{\frac{L_s}{C_s}} i_{oi} \quad \text{és} \quad x_5 = \sqrt{\frac{L_p}{C_p}} i_L \quad (7.3.7)$$

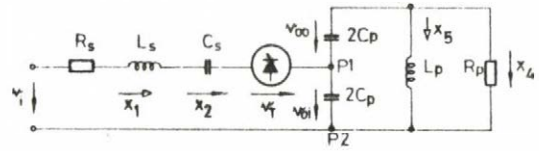
$$2\xi_s = \frac{R_s}{\sqrt{L_s/C_s}} \quad \text{és} \quad 2\xi_p = \frac{\sqrt{L_p/C_p}}{R_p} \quad (7.3.8)$$

$$c = \sqrt{\frac{L_p}{C_p}} / \sqrt{\frac{L_s}{C_s}} = \frac{z_p}{z_s} \quad (7.3.9)$$

Ha nem vezettük volna be az x_3 és x_4 változókat, az állapotegyenlet az (A 7.1.12) alakot öltene, míg az állapotmátrix az (A 7.1.12a) alatt megadott, összetettebb alakú lenne.

A (7.3.3) mátrix differenciálegyenletben az első egyenlet a soros rezgőkör feszültségegyensúlyát, a második a C_s kondenzátor feszültsége és árama között-

ti kapcsolatot, a harmadik a 7.3.1 ábrában a P1 pontra felírt csomóponti egyenletet vagy más szavakkal, a soros rezgőkör árama és az x_3 feszültség kapcsolatát, a negyedik a 7.3.1 ábra P1 és P2 pontjaira felírt csomóponti egyenletek eredőjét, végül az ötödik az L_p induktivitás feszültsége és árama közötti kapcsolatot adja meg elsőrendű differenciálegyenlet alakjában.



7.3.1 ábra
Inverter helyettesítő kapcsolási vázlat az "1" vezetési állapotban

Az "1" vezetési állapotban a tirisztor vezet, $v_T = 0$ és a (7.3.3) állapotegyenlet

$$\frac{dx}{dt} = \underline{A}_c x + \underline{e}_1 v_1 c \varrho \quad (7.3.10)$$

A "0" vezetési állapotban dx_1/dt és x_1 zérus. Az első feltétel miatt $\underline{e}_1^T dx/dt = 0$. A második feltétel miatt $dx_2/dt = 0$ és $\underline{e}_2^T dx/dt = 0$. Szorozzuk meg balról a (7.3.3) egyenletet először \underline{e}_1^T -vel

$$\underline{e}_1^T \underline{v}_c - v_T c \varrho = 0 \quad (7.3.11)$$

másodszor pedig \underline{e}_2^T -vel $[(\underline{e}_2^T \underline{e}_1) = 0]$

$$\underline{e}_2^T \underline{v}_c = 0 \quad (7.3.12)$$

Helyettesítsük innék $v_T c \varrho$ -t vissza (7.3.3)-ba

$$\frac{dx}{dt} = (\underline{I} - \underline{e}_1 \underline{e}_1^T) \underline{v}_c \quad (7.3.13)$$

A dx_2/dt feltétel teljesül, ha az egyenlet jobb oldalából az $\underline{e}_2^T (\underline{e}_2^T \underline{v}_c)$ oszlopvektort kivonjuk. [A (7.3.12) szerint "0" állapotban $\underline{e}_2^T (\underline{e}_2^T \underline{v}_c) = 0$.]

Az állapotegyenlet a "0" állapotban

$$\frac{dx}{dt} = (\underline{I} - \underline{e}_1 \underline{e}_1^T - \underline{e}_2 \underline{e}_2^T) \underline{v}_c = \underline{V} \underline{v}_c = \underline{v}_n = \underline{A}_n x \quad (7.3.14)$$

ahol

$$\underline{V} = \underline{I} - \underline{e}_1 \underline{e}_1^T - \underline{e}_2 \underline{e}_2^T \quad (7.3.15)$$

az un. váltómátrix, amellyel balról szorozva az "1" állapot \underline{v}_c vektorát átkerülünk a "0" állapot \underline{v}_n vektorába. \underline{A}_n az állapotmátrix a "0" állapotban.

Keressük meg az állapotegyenletek megoldását. Az "1" állapotban egy lehetséges partikuláris megoldás az, ha áramok nem folynak és $\underline{dx}/dt = \underline{0}$. Ilyenkor $x_4 = 0$ és (7.3.10) első egyenletéből $x_2 + (1/2)x_3 = v_1$. Pl. x_3 értékét önkényesen felvehetjük. Legyen $x_3 = 0$ és ilyenkor a partikuláris megoldás $\underline{x}_p = e_2 v_1$. Az állapotváltozók kezdeti értékét, vagyis a t_{fo} gyújtási időpontbani értékét jelöljük $\underline{x}_0 = \underline{x}(t_{fo})$ -val. Az állapotegyenlet teljes megoldása az "1" állapotra

$$\underline{x}(\tau) = \underline{x}_p + \underline{w}_c(\tau) (\underline{x}_0 - \underline{x}_p) \quad (7.3.16)$$

ahol

$$\underline{w}_c(\tau) = e^{\underline{A}_c \tau} \quad (7.3.17)$$

τ az "1" állapot kezdetétől mért idő. $\underline{w}_c(\tau)$ a válaszmátrix az "1" állapotban. Jelöljük t_{eo} -val a soros rezgőköri áram kialvási időpontját. Az "1" állapot időtartama $\tau_c = t_{eo} - t_{fo}$, valamint

$$\underline{x}(\tau_c) = \underline{x}_e(\tau_c) = \underline{x}_p + \underline{w}_c(\tau_c) (\underline{x}_0 - \underline{x}_p) \quad (7.3.18)$$

A (7.3.14) állapotegyenlet megoldása a "0" állapotra

$$\underline{x}(\tau) = \underline{w}_n(\tau) \underline{x}_e(\tau_c) \quad (7.3.19)$$

ahol

$$\underline{w}_n(\tau) = e^{\underline{A}_n \tau} \quad (7.3.20)$$

a válaszmátrix a "0" állapotban. τ itt a "0" állapot kezdetétől mért időt jelöli. (\underline{w}_c és \underline{w}_n válaszmátrixok különböznek az előző pont $\underline{y}_c, \underline{y}_n$ mátrixaitól, hiszen a keresett \underline{x} vektor is más most, mint az előző pontban, és a megoldás alakja is különböző.)

Az állapotváltozó vektor a következő, vagyis t_{fl} gyújtási időpontban

$$\underline{x}_1(\tau_n) = \underline{w}_n(\tau_n) \underline{x}_e(\tau_c) \quad (7.3.21)$$

ahol $\tau_n = t_{fl} - t_{eo}$. Állandósult állapotban $\underline{x}_1(\tau_n) = -\underline{x}(t_{fo})$, és ilyenkor (7.3.18)-at (7.3.21)-be helyettesítve és innen \underline{x}_0 -t kifejezve a kezdeti feltételek

$$\underline{x}_0 = [\underline{w}_n^{-1}(\tau_n) + \underline{w}_c(\tau_c)]^{-1} [-\underline{I} + \underline{w}_c(\tau_c)] \underline{x}_p \quad (7.3.22)$$

kifejezésből számíthatók.

$\underline{w}_c(\tau)$ és $\underline{w}_n(\tau)$ válaszmátrixok az adott esetben zárt alakban is felírhatók. A részletes levezetés a [98] Tanulmány Kiegészítés c. részének 7.1 pontjában található. A végeredmény pl. az \underline{A}_c mátrix kanonikus felírása után

$$\underline{w}_C(\tau) = e^{\underline{A}_C \tau} = \sum_{k=1}^5 e^{\bar{\lambda}_k \tau} \underline{u}_k \underline{s}_k^T \quad (7.3.23)$$

alakú, ahol $\bar{\lambda}_k$, \underline{u}_k és \underline{s}_k az \underline{A}_C mátrix sajátértéke, jobb oldali és bal oldali sajátvektora. A sajátértékek közül $\lambda_1=0$, a többi négy értékét a 7.2 pont végén már közöltük. A jobb oldali sajátvektorok:

$$\underline{u}_1^T = [0 \quad -1/2 \quad 1 \quad 0 \quad 0] : \underline{u}_k^T = [\bar{\lambda}_k \quad \Omega/c \quad 1/2 \quad \bar{\lambda}_k^2/2d \quad \bar{\lambda}_k/2D]$$

ahol

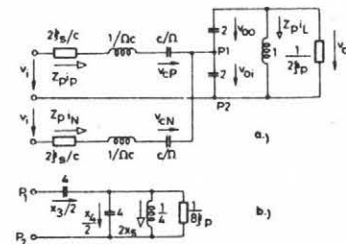
$$D = \lambda^2 + 2 \xi_p \lambda + 1.$$

\underline{w}_C és \underline{w}_n mátrixok ismeretében, adott tirisztor gyújtási frekvenciához, az állandósult állapot kikeresése pl. a következő iterációval lehetséges: Felvesszünk egy kezdeti becsült τ_{CO} értéket és ezzel kiszámítjuk a (7.3.22) mátrix egyenletből az \underline{x}_0 kezdeti feltétel vektort. A kiszámított kezdeti feltételekkel meghatározzuk az $i_{ol}(\tau)$ áramfüggvény kialakási időpontját, τ_{cl} -et és a következő iterációs lépésnél ezzel a τ_{cl} -gyel számítjuk ki a (7.3.22) egyenletből az új \underline{x}_0 kezdeti feltétel vektort. Az iterációs ciklust addig ismételjük, amíg két egymás utáni τ_c érték különbsége egy adott hibakorlát alá nem kerül.

7.4 Analízis az állapotegyenletekkel a fedés esetére "1" és "2" állapotok váltakoznak.

E pontban arról az általánosabb esetről lesz szó, amelyikben a soron következő tirisztor gyújtási időpontjában az ezt megelőzően gyújtott tirisztorban még nem aludt ki az áram. A két vezető tirisztorhoz tartozó soros rezgőkörben τ_2 ideig egyeidejűleg folyik áram a fedés jelenségéhez hasonlóan. Ezt követően τ_1 ideig már csak az utoljára gyújtott tirisztor vezet áramot. (Ebben a pontban az 1-es index az "1" állapotra, a 2-es index a "2" állapotra utal. A jelölések egyszerűsítéséért most az előzőektől egy-két helyen eltérő jelölést alkalmazunk majd.)

Az inverter két tirisztor egyidejű vezetésekor érvényes helyettesítő kapcsolási vázlatát a 7.4.1 ábrán láthatjuk. A terhelőkör P_1 - P_2 csatlakozási pontja közé csatlakoztathatjuk akár az a. ábra szerinti, a tényleges kapcsolásnak megfelelő áramkört, akár a b. ábra szerinti egyenértékű áramkört. Az R, L, C elemeket jellemző mennyiségek értelme-



7.4.1 ábra
Inverter helyettesítő kapcsolási vázlat a "2" vezetési állapotban

zése az állapotegyenletből végezhető el. Az egyik soros rezgőkör áramát i_P , a kondenzátor feszültségét v_{CP} , a másikat i_N , ill. v_{CN} jelöli. Tételezzük fel, hogy a P indexű mennyiségekhez tartozó kör pozitív alinverterbe beépített tirisztort gyújtottuk utoljára. Az N indexű mennyiségek áramköre negatív alinverterhez van rendelve. Ezek szerint $i_P > 0$ és $i_N < 0$.

Az előző ponthoz hasonlóan most is dolgozzunk az $x_3 = v_{oi} - v_{oo}$ és $x_4 = v_{oi} + v_{oo}$ mennyiségekkel. Vezessük be továbbá az i_P , i_N , v_{CP} és v_{CN} változók helyett az

$$x_1 = \frac{1}{2} (i_P + i_N) Z_P \quad \text{és} \quad x_6 = \frac{1}{2} (i_P - i_N) Z_P \quad (7.4.1)$$

$$x_2 = \frac{1}{2} (v_{CP} + v_{CN}) \quad \text{és} \quad x_7 = \frac{1}{2} (v_{CP} - v_{CN}) \quad (7.4.2)$$

szimmetrikus összetevőkhöz hasonló új változókat az egyenleteink egyszerűsítése érdekében. (Vigyázat, az előző pontban x_1 és x_2 mást jelölt!)

A bevezetett új változókkal az állapotegyenlet mátrix alakban a "2" állapotban

$$\underline{\dot{x}} = \frac{dx}{dt} = \underline{A}_2 \underline{x} + \underline{e}_6 c\Omega v_i - \underline{k}_v c\Omega v_T = \underline{\dot{x}}_2 - \underline{k}_v c\Omega v_T \quad (7.4.3)$$

ahol $\underline{\dot{x}}$ a "sebességvektor"

$$\underline{x}^T = [x_1 \ x_2 \ x_3 \ x_4 \ x_5 \ x_6 \ x_7] \quad (7.4.4)$$

$$\underline{A}_2 = \begin{bmatrix} -2\xi_s \Omega & -c\Omega & \frac{-c\Omega}{2} & \frac{-c\Omega}{2} & 0 & 0 & 0 \\ \Omega/c & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & -2\xi_p & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & -2\xi_s \Omega & -c\Omega \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \Omega/c & 0 \end{bmatrix} \quad (7.4.5)$$

$$\underline{e}_6^T = [0 \ 0 \ 0 \ 0 \ 0 \ 1 \ 0] \quad (7.4.6)$$

$$\underline{k}_v^T = [\frac{1}{2} \ 0 \ 0 \ 0 \ 0 \ -\frac{1}{2} \ 0]$$

A (7.4.3) mátrix differenciálegyenletben az első és hatodik egyenlet a két soros rezgőkör feszültségegyensúlyát, a második és hetedik a két soros kondenzátor feszültségegyensúlyát fejezi ki, a harmas, ill. a négyes egyenlet a P_1 , ill. a P_2 pontra felírt csomóponti egyenlet és végül az ötös egyenlet

a terhelés induktivitásának a feszültségegyensúlyát fejezi ki. Az egyenletek felírásának a részletezése a [92] Tanulmány, Kiegészítés c. részének 7.2 pontjában található.

Irjuk fel a "2" állapot állapotegyenletéből az "1" állapot hetedrendű állapotegyenletét. Most

$$d(x_1 - x_6)/dt = di_N z_p / dt = 0 \quad \text{és}$$

$$d(x_2 - x_7)/dt = dv_{cN} / dt = 0.$$

A sebességvektort balról $\underline{k}_1^T = (\underline{e}_1 - \underline{e}_6)^T$ -vel szorozva:

$$\underline{k}_1^T \underline{v} = z_p di_N / dt = 0, \text{ és ezért a } v_T \text{ tirisztor feszültség } v_T = (1/c\Omega) \underline{k}_1^T \underline{v}_2.$$

Visszahelyettesítve ezt a "2" állapot állapotegyenletébe

$$\frac{d\underline{x}}{dt} = (\underline{I} - \underline{k}_v \underline{k}_1^T) \underline{v}_2 \quad (7.4.7)$$

Itt csak a $di_N / dt = 0$ feltétel teljesül. A sebességvektort balról $\underline{k}_c^T = (\underline{e}_2 - \underline{e}_7)^T$ -vel szorozva: $\underline{k}_c^T \underline{v} = dv_{cN} / dt = 0$, vagy $\underline{k}_c^T \underline{v}_2 = 0$; mivel $\underline{k}_c^T \underline{k}_v = 0$. (7.4.7) jobb oldalából $(1/2) \underline{k}_c^T \underline{v}_2$ -t kivonva az "1" állapotegyenletéhez jutunk

$$\frac{d\underline{x}}{dt} = (\underline{I} - \underline{k}_v \underline{k}_1^T - \frac{1}{2} \underline{k}_c \underline{k}_c^T) \underline{v}_2 = \underline{v} \underline{v}_2 = \underline{v}_1 \quad (7.4.8)$$

ahol \underline{v} ismét az állapotváltó mátrix, amely

$$\underline{v} = \begin{bmatrix} 1/2 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1/2 & 0 \\ 0 & 1/2 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1/2 \\ 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 \\ 1/2 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1/2 & 0 \\ 0 & 1/2 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1/2 \end{bmatrix} \quad (7.4.9)$$

(7.4.8) felírható a

$$\frac{d\underline{x}}{dt} = \underline{A}_1 \underline{x} + \underline{v} \underline{e}_6 \quad c\Omega v_i \quad (7.4.10)$$

alakban is, ahol az "1" állapot állapotmátrixa

$$\underline{A}_1 = \begin{bmatrix} -\xi_s \Omega & \frac{-c\Omega}{2} & \frac{-c\Omega}{4} & \frac{-c\Omega}{4} & 0 & -\xi_s \Omega & \frac{-c\Omega}{2} \\ \frac{\Omega}{2c} & 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{\Omega}{2c} & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & -2\xi_p & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 \\ -\xi_s \Omega & \frac{-c\Omega}{2} & \frac{-c\Omega}{4} & \frac{-c\Omega}{4} & 0 & -\xi_s \Omega & \frac{-c\Omega}{2} \\ \frac{\Omega}{2c} & 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{\Omega}{2c} & 0 \end{bmatrix} \quad (7.4.11)$$

A (7.4.10) állapotegyenletben írjuk vissza az \underline{x} vektor x_1, x_2, x_6 és x_7 koordinátáját $z_{pP}^i, v_{cP}, z_{pN}^i$ és v_{cN} koordinátákba. Az átírásnak kettős célja van. Egyrészt kapcsolatot teremt az "1" állapotra az előző és a jelen pontban kapott eredmények között. Másrészt a periodicitási feltételek felírása a tényleges fizikai változókkal a legegyszerűbb. Jelöljük az utóbbi koordinátákkal alkotott vektort \underline{x}_F -fel. \underline{x}_F első öt koordinátája megegyezik az előző pontban felírt ötdimenziós \underline{x} vektor koordinátaival. Könnyű igazolni, hogy az

$$\underline{x} = \underline{S} \underline{x}_F = \begin{bmatrix} 1/2 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1/2 & 0 \\ 0 & 1/2 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1/2 \\ 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 \\ 1/2 & 0 & 0 & 0 & 0 & -1/2 & 0 \\ 0 & 1/2 & 0 & 0 & 0 & 0 & -1/2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} z_{pP}^i \\ v_{cP} \\ x_3 \\ x_4 \\ x_5 \\ z_{pN}^i \\ v_{cN} \end{bmatrix} \quad (7.4.12)$$

$$\underline{x}_F = \underline{S}^{-1} \underline{x} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & -1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x_1 \\ x_2 \\ x_3 \\ x_4 \\ x_5 \\ x_6 \\ x_7 \end{bmatrix} \quad (7.4.13)$$

transzformációs egyenletek fennállnak. Szorozzuk meg a (7.4.10) állapot-egyenletet balról \underline{S}^{-1} -gyel és \underline{A}_1 és \underline{x} közé írjuk be az $\underline{S} \underline{S}^{-1}$ identitás mátrixot

$$\underline{S}^{-1} \frac{d\underline{x}}{dt} = \underline{S}^{-1} \underline{A}_1 \underline{S} \underline{S}^{-1} \underline{x} + \underline{S}^{-1} \underline{e}_6 c \Omega v_i \quad (7.4.14)$$

vagy

$$\frac{d\underline{x}_F}{dt} = \underline{A}_{F1} \underline{x}_F + (\underline{e}_1 - \underline{e}_6) c \Omega v_i \quad (7.4.15)$$

ahol az \underline{x}_F vektor koordináta rendszerében az "1" állapotmátrix

$$\underline{A}_{F1} = \begin{bmatrix} -2\xi_s \Omega & -c\Omega & \frac{-c\Omega}{2} & \frac{-c\Omega}{2} & 0 & 0 & 0 \\ \Omega/c & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 1/2 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1/2 & 0 \\ 1/2 & 0 & 0 & -2\xi_p & -1 & 1/2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (7.4.16)$$

az \underline{A}_{F1} mátrix első öt sorából és oszlopából álló minor mátrix természetesen megegyezik az előző pontban az "1" állapotra felírt \underline{A}_C állapotmátrixszal.

Az "1" állapot időfüggvénye

$$\underline{x}_F(\tau) = \underline{x}_{Fp} + \underline{w}_{F1}(\tau) (\underline{x}_{Fe} - \underline{x}_{Fp}) \quad (7.4.17)$$

ahol a partikuláris megoldás $\underline{x}_{Fp} = \underline{e}_2 v_i$, \underline{x}_{Fe} a változók értéke a "2" állapot végén: $\underline{x}_F(\tau_2) = \underline{x}_{Fe}$ és

$$\underline{w}_{F1}(\tau) = e^{\underline{A}_{F1} \tau} \quad (7.4.18)$$

$\underline{w}_{F1}(\tau)$ válaszmátrix ismert, az első öt sorából és oszlopából álló minor mátrix megegyezik az előző pont $\underline{w}_C(\tau)$ válasz mátrixával. Az ezen kívüli összes elem zérus, kivéve az átló utolsó elemét, amely eggyel egyenlő. Ugyanis i_N és v_{cN} az első öt koordinátát nem befolyásolják, $i_N=0$ és $v_{cN}(\tau) = v_{cN}(\tau_2)$.

A "2" állapot időfüggvénye

$$\underline{x} = \underline{x}_{p2} + \underline{w}_2(\tau) (\underline{x}_0 - \underline{x}_{p2}) \quad (7.4.19)$$

ahol \underline{x}_{p2} a partikuláris megoldás, \underline{x}_0 a kezdeti érték vektor és

$$\underline{w}_2(\tau) = e^{\underline{A}_2 \tau} \quad (7.4.20)$$

a válaszmátrix. Válasszuk partikuláris megoldásnak azt az árammentes állapotot, amelyikben $v_{oi} = v_{oo} = 0$. Ilyenkor a 7.4.1 ábra szerint $2v_1 = v_{cP} - v_{cN}$, vagy $\underline{x} = \underline{x}_{P2} = e_7 v_1$.

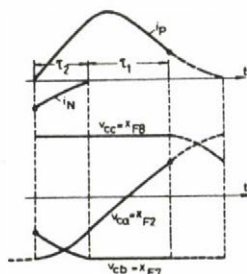
Mielőtt meghatároznánk $\underline{w}_2(\tau)$ -t, írjuk fel az \underline{x}_0 kezdeti érték vektor kiszámítására alkalmas összefüggést. Jelöljük az \underline{x}_F vektor értékét a "2" állapot kezdetén \underline{x}_{Fo} -al, és a soron következő "1" állapot végén \underline{x}_F end-del. Periódikus állandósult állapotban

$$\underline{x}_F \text{ end} = \underline{P}_F \underline{x}_{Fo} \quad (7.4.21)$$

ahol a periódicitási mátrix

$$\underline{P}_F = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & -1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & -1 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (7.4.22)$$

Ugyanis az inverter működési elve alapján belátható, hogy a félperiódus végén (a következő gyújtóimpulzus megjelenésekor) $i_P \text{ end} = -i_{No}$, $v_{cP} \text{ end} = -v_{cNo}$, a három terhelőkörü változó ellenkező előjellel ugyanakkora, mint a félperiódus kezdetén; $x_3 \text{ end} = -x_{3o}$, $x_4 \text{ end} = -x_{4o}$, és $x_5 \text{ end} = -x_{5o}$, továbbá $-i_N \text{ end} = i_{Po}$, $v_{cN} \text{ end} = -v_{cPo}$ (7.4.2 ábra).



7.4.2 ábra
Időfüggvények

A "2" állapot időfüggvényében az \underline{x} vektort írjuk át \underline{x}_F vektor alakba. A koordináta transzformációt végrehajtja az S^{-1} mátrix, ha vele balról megszorozzuk a (7.4.19)-es egyenletet. Helyettesítsük be innen $\underline{x}_{Fe} = \underline{x}_F(\tau_2)$ értékét az "1" állapot időfüggvényébe, (7.4.17)-be és vegyük az utóbbi értékét a $\tau = \tau_1$ időpontban [$(\tau_1 + \tau_2) = 1/f$, ahol f a tirisztort vezérlő frekvencia].

$$\underline{x}_F(\tau_1) = \underline{P}_F \underline{x}_{Fo} = [\underline{I} - \underline{w}_{F1}(\tau_1)] \underline{x}_{Fp} + \underline{w}_{F1}(\tau_1) \underline{S}^{-1} \left\{ [\underline{I} - \underline{w}_2(\tau_2)] \underline{x}_{P2} + \underline{w}_2(\tau_2) \underline{S} \underline{x}_{Fo} \right\}$$

ahonnan

$$\underline{x}_{Fo} = [\underline{P}_F - \underline{w}_{F1}(\tau_1) \underline{S}^{-1} \underline{w}_2(\tau_2) \underline{S}]^{-1} \left\{ [\underline{I} - \underline{w}_{F1}(\tau_1)] \underline{x}_{Fp} + \underline{w}_{F1}(\tau_1) \underline{S}^{-1} [\underline{I} - \underline{w}_2(\tau_2)] \underline{S} \underline{x}_{P2} \right\}$$

vagy az

$$\underline{y}_2 = \underline{S}^{-1} \underline{w}_2(\tau_2) \underline{S} \quad (7.4.23)$$

jelölés bevezetésével a kezdeti feltétel vektort meghatározó egyenlet

$$\underline{x}_{Fo} = \left[\underline{P}_F - \underline{w}_{F1}(\tau_1) \underline{y}_2 \right]^{-1} \left\{ \left[\underline{I} - \underline{w}_{F1}(\tau_1) \right] \underline{x}_{Fp} + \underline{w}_{F1}(\tau_1) (\underline{I} - \underline{y}_2) \underline{S}^{-1} \underline{x}_{P2} \right\} \quad (7.4.24)$$

A $\underline{w}_2(\tau)$ mátrixfüggvény meghatározásához ismernünk kell az \underline{A}_2 állapotmátrix karakterisztikus egyenletét, ill. sajátértékeit és sajátvektorait. A bevezetett szimmetrikus összetevő jellegű változók miatt az \underline{A}_2 mátrixból a karakterisztikus determinánst egyszerű felírni:

$$\det(\lambda \underline{I} - \underline{A}_2) = \lambda \left[D_s D + \frac{c\Omega}{2} (\lambda^2 + D) \right] D_s \quad (7.4.25)$$

Ez az \underline{A}_C mátrix (7.3.15) alatt felírt karakterisztikus egyenletétől mindössze a D_s szorzóban és abban különbözik, hogy itt a $(\lambda^2 + D)$ tag előtt $(1/4)$ -es szorzó helyett $(1/2)$ -es szorzó áll. Az utóbbi az \underline{A}_C és \underline{A}_2 mátrixok első oszlopának a harmadik és negyedik sorában mutatkozó különbségből ered. A sajátértékek számítása egyszerű még a hetedfoku karakterisztikus egyenlet esetén is, minthogy hármat ($\lambda=0$ és a $D_s=0$ -ból adódó további kettőt) azonnal fel tudunk írni, s így a feladat negyedfoku egyenlet megoldásra redukálódik.

A jobb oldali sajátvektorok kiszámítása is egyszerű, mivel a sajátvektor koordináták meghatározásához megoldandó hét-ismeretlenes egyenletrendszerben az utolsó két egyenletben csak az utolsó két koordináta szerepel és e két koordináta csak e két egyenletben jelenik meg. A végeredmény a $\lambda_1=0$ sajátértékhez $\underline{u}_1^T = [0 \ -1/2 \ 1 \ 0 \ 0 \ 0 \ 0]$, a $\lambda_2 \dots \lambda_5$ sajátértékekhez ($k = 2, 3, 4, 5$); $\underline{u}_k^T = [\lambda_k \ \Omega/c \ 1 \ \lambda_k^2/D \ \lambda_k/D \ 0 \ 0]$, és végül a $D_s = 0$ egyenlet megoldásából adódó λ_6 és λ_7 sajátértékekhez $\underline{u}_{6,7}^T = [0 \ 0 \ 0 \ 0 \ 0 \ \lambda_{6,7} \ \Omega/c]$.

A $\underline{w}_2(\tau)$ mátrixfüggvény kiszámításához most már minden ismert:

$$\underline{w}_2(\tau) = e^{\underline{A}_2 \tau} = \sum_{k=1}^7 e^{\lambda_k \tau} \underline{u}_k \underline{s}_k^T \quad (7.4.26)$$

Az \underline{x}_{Fo} kezdeti feltétel vektor kiszámítására szolgáló iteráció értelemszerűen ugyanaz lehet, mint amelyet az előző pont végén ismertettünk.

7.4.1 Stabilitási vizsgálat

Tételezzük fel, hogy a fent leírt módon numerikusan meghatároztuk egy adott ξ_p terhelési állapothoz a $\underline{w}_{F1}(\tau)$ és a $\underline{w}_{F2}(\tau)$ válaszmátrixokat, valamint az invertertirisztorok adott, állandó frekvenciájú vezérléséhez tartozó τ_2 (és ezzel τ_1) értéket. A megállapított munkapont stabilis, vagy labilis volta az alábbi módon dönthető el:

Gyujtsuk a 7.4.1 ábra pozitív ági tirisztorát a t_{fo} időpontban. Változzék meg a kezdeti feltétel vektor ebben az időpontban $\Delta \underline{x}_o$ -val. A következő gyújtóimpulzus t_{f1} időpontjában, vagyis t_{fo} -át követő $t_{f1} - t_{fo} = \tau_1 + \tau_2$ idő múlva az állapotvektor megváltozása $\Delta \underline{x}_{end}(t_{f1}) = \underline{w}_{F1}(\tau_1) \underline{V}_{F7} \underline{w}_{F2}(\tau_2) \Delta \underline{x}_o(t_{fo})$. A \underline{V}_{F7} váltómátrix a $\underline{w}_{F2}(\tau_2)$ mátrix hatodik sorát nullázza, de egyébként a $\underline{w}_{F2}(\tau_2)$ mátrixot változatlanul hagyja. \underline{V}_{F7} biztosítja, hogy a $t = t_{fo} + \tau_2$ időpontban és a teljes τ_1 időszakban $i_N \equiv 0$ legyen. A valóságban $\Delta \underline{x}_o(t_{fo})$ hatására τ_2 (és ezért τ_1) értéke is megváltozhat, pl. $\Delta \tau_2$ -vel megnőhet. Ilyenkor az i_N áram a $t = t_{fo} + \tau_2$ időpontban még nem éri el a zérus értéket. A $\Delta \tau_2$ idő alatti töltés nagysága azonban másodrendűen kicsiny mennyiség és így elhanyagolható. A "2" állapotról az "1" állapotra való átváltáskor az állapotvektor változóinak az idő szerinti differenciálhányadosa (a di_N/dt kivételével) ugrásszerűen nem változik meg, ezért ha közelítőleg feltételezzük, hogy az átváltás a $t_1 = t_{fo} + \tau_2 + \Delta \tau_2$ időpont helyett a $t = t_{fo} + \tau_2$ időpontban következik be, akkor a $\Delta \underline{x}(t_1) = \underline{w}_{F1}(\Delta \tau_2) \underline{V}_{F7} \underline{w}_{F2}(\tau_2) \Delta \underline{x}_o(t_{fo})$ módon a t_1 időpontban kiszámított állapotváltozók - az elsőrendű közelítésnek megfelelő pontossággal - megegyeznek a $\Delta \underline{x}(t_1) = \underline{w}_{F2}(\tau_2 + \Delta \tau_2) \Delta \underline{x}_o(t_{fo})$ képletből kiadódó állapotváltozó értékekkel. A \underline{V}_{F7} váltómátrix alkalmazása tehát lehetővé teszi, hogy a kis változások esetén is az állandósult állapotra meghatározott, állandó τ_1 és τ_2 időtartamokkal dolgozzunk, mintha ezek nem változnának.

A stabilitás vizsgálata során meg kell határozni mind a három soros kondenzátorfeszültség időbeli változását. Egészítsük ki ezért a hetedrendű \underline{x}_F állapotvektorunkat nyolcadrendűvé. Az új állapotvektor:

$\underline{x}_F^T = [z_{pP} i_P v_{ca} x_3 x_4 x_5 z_{pN} i_N v_{cb} v_{cc}]$, ahol $v_{ca} = v_{cP}$, $v_{cb} = v_{cN}$ és v_{cc} a harmadik soros kondenzátor feszültsége. A nyolcadrendű állapotvektorok megváltozásai közötti kapcsolat

$$\Delta \underline{x}_{end}(t_{f1}) = \underline{w}_F \Delta \underline{x}_o(t_{fo}) \quad (7.4.27)$$

ahol

$$\underline{w}_F = \begin{bmatrix} w_{11} & w_{12} & \dots & w_{17} & 0 \\ w_{21} & w_{22} & \dots & w_{27} & 0 \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ w_{71} & w_{72} & \dots & w_{77} & 0 \\ 0 & 0 & \dots & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (7.4.28)$$

A főátló első két elemére támaszkodó hetedrendű minormátrix

$$\underline{w}_{F7} = \underline{w}_{F1,2,\dots,7} = \underline{w}_{F1}(\tau_1) \underline{w}_{F7} \underline{w}_{F2}(\tau_2)$$

A (7.4.21) alatt bevezetett periodicitási mátrix nyolcadrendű esetben (7.4.2 ábra)

$$\underline{p}_F = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & -1 & 0 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & -1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (7.4.29)$$

és $\underline{x}_{Fend} = \underline{p}_F \underline{x}_{Fo}$, vagy $\underline{x}_{Fo} = \underline{p}_F^{-1} \underline{x}_{Fend}$. Az utolsó összefüggés szerint (7.4.27)-et balról \underline{p}_F^{-1} -gyel megszorozva a

$$\Delta \underline{x}_O(t_{f1}) = \underline{p}_F^{-1} \Delta \underline{x}_{end} = \underline{p}_F^{-1} \underline{w}_F \Delta \underline{x}_O(t_{fo}) \quad (7.4.30)$$

egyenlettel meghatározott $\Delta \underline{x}_O(t_{f1})$ vektor olyan kezdeti értékeket biztosít a t_{fo} -tól t_{f1} -ig részben, ill. teljesen áramot vezető két alinverterben és a terhelőkörben a t_{f1} időpontban, hogy a következő két gyűjtőimpulzus közötti $t_{f1} \leq t \leq t_{f2}$ időszak jelenségeit is e két alinverterben lezajlónak képzelhetjük. Most is azt tételezzük fel, hogy a $t=t_{f1}$ időpontban a P ági tirisztort gyűjtjük. Ilyen módon mindig ugyanazon a két alinverteren vizsgálhatjuk a tranziens folyamatot, a további négy alinverter-áram bevezetése szükségtelen. Két gyűjtőimpulzus közötti időszakokra az állapotegyenletek alakja, és ezért a megoldásuk, a \underline{w}_F mátrix is változatlan marad. A \underline{p}_F^{-1} mátrix

$$\underline{P}_F^{-1} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & -1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & -1 & 0 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & -1 & 0 \end{bmatrix} \quad (7.4.31)$$

Az $(n+1)$ -edik gyújtóimpulzus időpontjában

$$\Delta \underline{x}_O(t_{fn}) = (\underline{P}_F^{-1} \underline{w}_F)^n \Delta \underline{x}_O(t_{fo}) = \underline{Z}_F^n \Delta \underline{x}_O(t_{fo})$$

\underline{Z}_F^n mátrix kanonikus alakjában szereplő λ_i^n alaku tagokból látható, hogy az adott munkapont akkor stabilis, ha a \underline{Z}_F mátrix valamennyi λ_i sajátértékének az abszolút értéke egyénél kisebb.

A stabilitási vizsgálatot hasonló módon lehet abban az esetben is elvégezni, amelyikben a "0" és "1" vezetési állapotok váltakoznak.

A következő pontban bemutatott numerikus eredmények minden egyes pontjában a számítógépes program meghatározta a \underline{Z}_F mátrixot és annak valamennyi sajátértékét. A rendszer a külső frekvenciavezérléssel valamennyi munkapontban stabilisnak bizonyult.

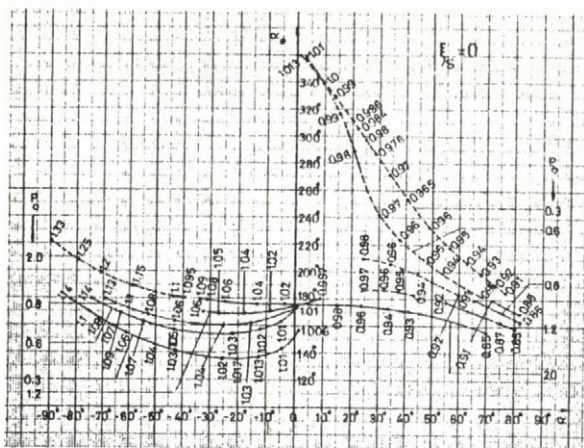
7.5 Digitális számítógépes eredmények

A számítógépes eredményeket az $\alpha_e \sim \alpha$, a $v_i \sim \alpha$ és a $V_{cm} \sim \alpha$ síkon a 7.5.1, 7.5.2 és 7.5.3 ábra mutatja be. A P_O -áll. görbék ω -val paraméterezettek. A Melléklet M 7.5.1 ... M 7.5.5 ábrái ω függvényében ábrázolják az α_e , v_i , V_{cm} , V_{Tm+} és $I_{i,ave}$ mennyiségek változását a terhelés névleges körfrekvenciája és harmad-frekvencia környékén.*/ Valamennyi ábrában $\Omega=1$, $C_p/C_s=210/48$, $V_{cm}=2$.

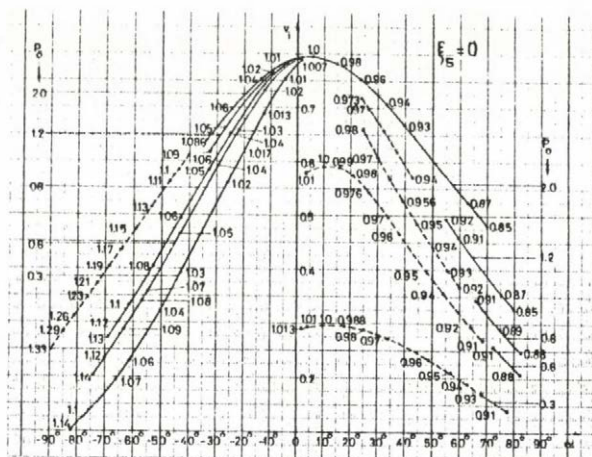
α értékét közelítő számítás határozta meg. Feltételeztük, hogy a v_o feszültséget $x_4 = v_o = A e^{-\xi_p t} \sin(\omega t + \alpha)$ alakban lehet felírni. A (7.4.3) állapotegyenletből

$$\dot{x}_5 = x_1^{-2} \xi_p x_4 - \frac{dx_4}{dt} \quad (7.5.1)$$

*/ Az ábrákban a folytonos vonal mentén a "0" és "1", a szaggatott vonal mentén az "1" és "2" vezetési állapotok váltakoznak.



7.5.1 ábra
Állandó P_0 görbék az $\alpha \sim \alpha_e$ síkon



7.5.2 ábra
Állandó P_0 görbék a $v_i \sim \alpha$ síkon

Ha α kis érték, akkor a $t=0$ időpontban x_5 mellett x_1 elhanyagolható, hiszen x_5 a maximuma körüli értéken, x_1 pedig zérus ($\alpha_e \leq 180^\circ$), vagy kis ($\alpha_e > 180^\circ$) értéken van. A (7.5.1) egyenletet a $t=0$ időpontra felírva α közelítő meghatározására

$$\alpha \cong -\arctg \omega \frac{x_{40}}{x_{50} + \xi_p x_{40}} \quad (7.5.2)$$

kifejezés adódik. (7.5.2) jó közelítést jelent kis α értékekre. A számítás pontossága romlik $|\alpha|$ növekedésével. ($\alpha=90^\circ$ környékén x_5 értéke a $t=0$ időpontban zérushoz közel esik.) A 3., 5. és 7. Fejezet számítási eredményeit célszerűbb egymással összehasonlítani az ω függvényében felrajzolt görbeseregek segítségével.

7.5.1 táblázat

P ₀		0.3			1.2		
α vagy α ₀		-30°	0°	30°	-30°	0°	30°
α _e	3.6.1 á.	137°	157°	281°	165°	180°	205°
	M 5.4.1 á.	137°	162°	279°	168°	178°	185°
v _i	3.6.2 á.	0.515	0.785	0.25	0.63	0.785	0.6
	M 5.4.2 á.	0.53	0.79	0.277	0.685	0.79	0.615

7.5.2 táblázat

P_o		0.3		1.2	
α_o		-30°	30°	-30°	30°
v_{cm}	3.7.1 á.	0.9	1.88	2.9	3
	M 5.4.3 á.	0.83	1.75	2.75	3.2
α	M 5.4.3 á.	-24.2°	32.5°	-29.6°	40°
ω	5.4.2 á.	1.02	0.974	1.053	0.95

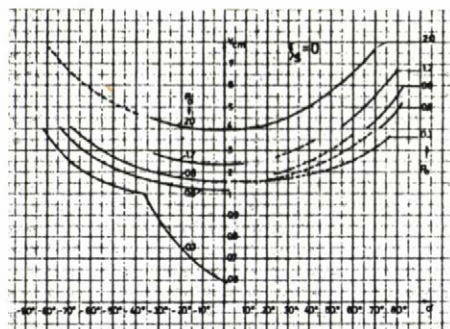
A 7.5.1 és a 7.5.2 táblázatok a 3. és az 5. Fejezetek, míg a 7.5.3 és a 7.5.4 táblázatok az 5. és a 7. Fejezetek néhány numerikus eredményét hasonlítják egymással össze.

7.5.3 táblázat

P_O		0.3			1.2		
α		-30°	0°	30°	-30°	0°	30°
α_e	5.4.1 á.	138°	152.5°	285°	168°	173°	186°
	7.5.1 á.	137°	152°	285°	169°	175°	187°
v_l	5.4.2 á.	0.51	0.78	0.28	0.637	0.79	0.68
	7.5.2 á.	0.52	0.78	0.28	0.64	0.79	0.68
ω	5.4.2 á.	1.024	1	0.9765	1.0533	1	0.964
	7.5.2 á.	1.023	1	0.976	1.055	1.008	0.963

7.5.4 táblázat

$\omega \rightarrow$		0.97	1.03	$P_O \downarrow$
α_e	5.4.1 á.	266°	140°	0.3
	M 7.5.1 á.	268°	141°	
	5.4.1 á.	186°	169°	1.2
	M 7.5.1 á.	187°	170°	
v_l	5.4.2 á.	0.265	0.42	0.3
	M 7.5.2 á.	0.27	0.425	
	5.4.2 á.	0.715	0.74	1.2
	M 7.5.2 á.	0.705	0.74	
v_{cm}	M 5.4.7 á.	1.85	1.05	0.3
	M 7.5.3 á.	1.79	1.06	
	M 5.4.7 á.	2.75	2.45	1.2
	M 7.5.3 á.	2.75	2.45	

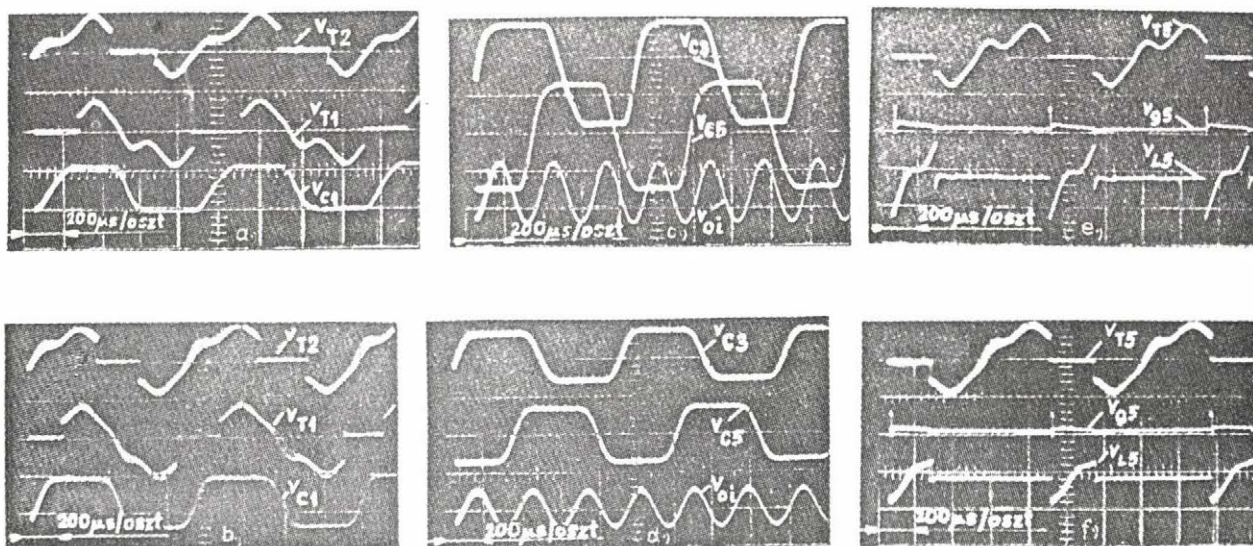


7.5.3 ábra
Állandó P_O görbék a $V_{cm} \sim \alpha$ síkon

A különböző uton nyert eredmények további összevetésére kerül majd sor a 7.6 pontban. A táblázatok alapján, de még inkább az eredmények pontról-pontra való összevetéséből következtethető, hogy a 3. és az 5. Fejezetben közölt közelítő módszerek a gyakorlat számára általában elfogadható pontosságú eredményeket szolgáltatnak.

7.6 Laboratóriumi mérési eredmények

Kiterjedt laboratóriumi vizsgálatokat végeztünk a javasolt megoldásban épült 8 db 30 kW-os, 4 kHz-es inverteren. Ebben a pontban néhány jellegzetes mérési eredményről számolunk be, és összevetjük ezeket a számítási eredményeinkkel. A 7.6.1 ábrán üresen járó inverterről készített hat oszcilloszkóp felvétel látható. A v_o feszültséghez képest mért gyújtásszög itt és a 7.6.2 ábrában bemutatandó felvételeknél is $\alpha = 30^\circ$ volt, és ehhez az M 5.4.3 ábrából $\alpha_o = 27.5^\circ$ tartozik. Az a. és b. ábrán ugyanahhoz az oszlophoz tartozó pozitív és negatív alinverter v_{T1} és v_{T2} tirisztor feszültsége és az ezekhez a tirisztorokhoz csatlakozó v_{c1} soros kondenzátor feszültség látható. A c. és d. ábra a másik két soros kondenzátor feszültség mellett a jó közelítéssel szinuszos v_{oi} feszültséget mutatja, míg az e. és f. ábrákon az 5-ös tirisztor v_{T5} feszültsége mellett a v_{g5} gyújtófeszültsége és a vele sorbakapcsolt L_s soros induktivitás v_{L5} feszültsége látható. A felvételek feszültségleptékét a 7.6.1 táblázat mutatja.



7.6.1 ábra

Üresenjáró inverterről készített oszcilloszkóp felvételek ($P_o = 0.298$). Az a., c. és e. ábrák, ill. a b., d. és f. ábrák esetén $V_o = 250 V_{eff}$, ill. $V_o = 40 V_{eff}$.

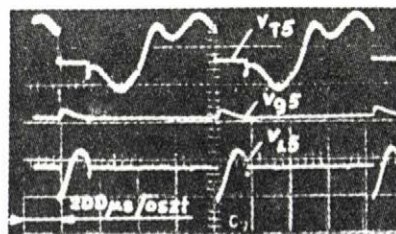
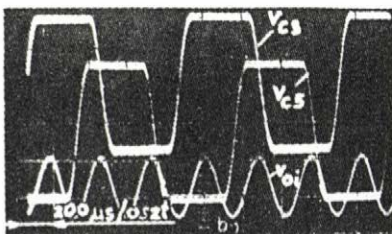
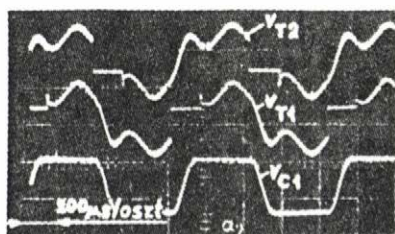
Üresjárásban $P_o = 10 \text{ kW} / 33.6 \text{ kW} = 0.298$, amihez az ábráinkban a $P_o = 0.3$ -as görbe áll legközelebb. A 7.6.2 táblázat néhány fontos mennyiség mért értékét és a 3., 5. és 7. Fejezetben követett módszerrel kiszámított értékét foglalja össze. (A 3. Fejezet számértékeinél az 5.4.1 és az M 5.4.5 ábrából kivett $V_{oim} = 0.954 \cdot \sqrt{2} \cdot 125 = 168.5 \text{ V}$, az 5. és a 7. Fejezet számértékeinél $V_{oim} = \sqrt{2} \cdot 125 = 177 \text{ V}$ a feszültségalap.)

7.6.1
táblázat

	a. ábra			b. ábra			c. ábra		
Feszültség- lépték [V/oszt.]	v_{T1}	v_{T2}	v_{c1}	v_{T1}	v_{T2}	v_{c1}	v_{c3}	v_{c5}	v_{oi}
	572	572	468	98	103	103	205	195	205
α_e [us]	230	230		240	240				
t_{off} [o]	296	296		300					
f [kHz]	210	220		280	260				
	270	283		351	326				
	3.56			3.48					
	d. ábra			e. ábra			f. ábra		
Feszültség- lépték [V/oszt.]	v_{c3}	v_{c5}	v_{oi}	v_{T5}	v_{g5}	v_{L5}	v_{T5}	v_{g5}	v_{L5}
	103	98	51	572	19.5	205	103	19.5	103

7.6.2 táblázat

	v_i	V_{oim}	V_{cm}	V_{Tm+}	α_e	t_{off}	ω
Mérésből	65.5 V	158.4 V	282V	513 V	$296^\circ = 230\mu s$	$283^\circ = 220\mu s$	
			v_{c3} -ből	v_{T2} -ből	v_{T2} -ből	v_{T2} -ből	
3.Fejezetből	$0.257 = 43.4$ V		$1.81 = 305$ V	$3.05 = 514$ V	298°	306°	
	$3.6.2$ á.-ből		$3.7.1$ á.-ből	$3.7.1$ á.-ből	$3.6.1$ á.-ből	$3.7.4$ á.-ből	
5.Fejezetből	$0.28 = 49.5$ V	$0.954 = 168.6$ V	$1.71 = 302$ V	$2.99 = 529$ V	286°		0.977
	$5.4.2$ á.-ből	$5.4.5$ á.-ből	$5.4.6$ á.-ből	$5.4.6$ á.-ből	$5.4.1$ á.-ből		$5.4.1$ á.-ből
7.Fejezetből	$0.28 = 49.6$ V		$1.71 = 302$ V	$2.97 = 526$ V	284°		0.975
	$7.5.2$ á.-ből		$7.5.3$ á.-ből	$7.5.2$ á.-ből	$7.5.1$ á.-ből		$7.5.1$ á.-ből



7.6.2 ábra

Névleges terheléssel üzemelő inverterről készített
oszilloszkóp felvételek ($P_o = 30 \text{ kW}$, $\cos \phi = 0.893$ és $V_o = 250 \text{ V}_{eff}$)

Névleges terheléssel üzemelő inverterről készített oszcilloszkóp felvételeket mutat a 7.6.2 ábra. A 7.6.3 táblázat a feszültségléptékeket, a 7.6.4 táblázat a 7.6.2 táblázatban is megjelenő inverter változók mért és számított értékeit tartalmazza. ($P_o=0.893$)

A különböző módszerekkel számított értékek egymással és a mért értékekkel elég jó egyezést mutatnak. Kivétel csak a v_i bemenőfeszültség, amelynél jelentős az eltérés a mért és a számított értékek között. Ennek az a fő oka, hogy a soros fojtótekerccsen és a vezető tirisztoron fellépő veszteséget okozó feszültségesést elhanyagoltuk, amely a 6.5.1 pont szerint a szűrőkörből kimenő és a terhelésbe bemenő teljesítmények különbségéből számítva $\Delta v_i=23$ V. Ezt a mért $v_i=146$ V-ból levonva a számított értékekhez közel jutunk.

Az inverter üresjárásban és névleges terhelésen egyaránt 1.üzemmódban dolgozott. Messze az 1.üzemmód tartományában üzemelt az inverter a 7.6.3 a.ábra esetén. Ekkor a kemencét 16 db 28 mm átmérőjű acélruddal teljesen kitöltöttük és a felvételt "hideg" betéttel készítettük.

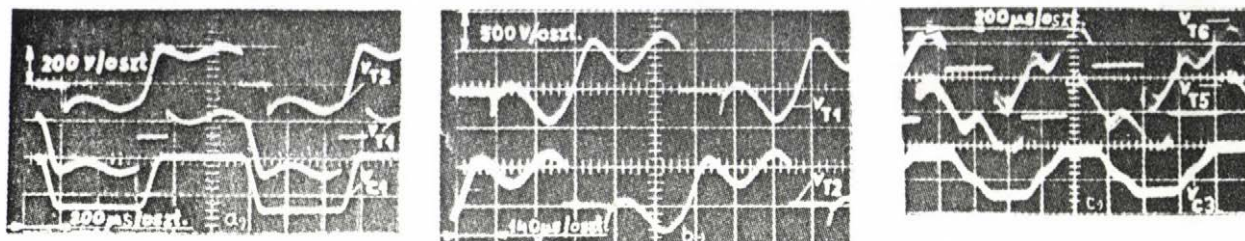
7.6.3 táblázat

	a.ábra			b.ábra			c.ábra		
Feszültség-lépték [V/oszt.]	v_{T1}	v_{T2}	v_{c1}	v_{c3}	v_{c5}	v_{oi}	v_{T5}	v_{g5}	v_{L5}
	572	572		205	195	205	572	19.5	468
f [kHz]/ T_p [μs]	3.62/275			3.57/280			3.57/275		

7.6.4 táblázat

	v_i	v_{oim}	v_{cm}	v_{Tm+}	α_e	t_{off}	ω
Mérésből	146 V	158.4 V	364 V	685 V	$205^\circ = 156\mu s$	$366^\circ = 280\mu s$	
			v_{c3} -ből	v_{T2} -ből	v_{T2} -ből	v_{T2} -ből	
3.Fejezetből	$0.637 = 107.5V$ 3.6.2 á.-ből		$2.25 = 374V$ 3.7.1 á.-ből	$3.89 = 648V$ M 3.7.1 á.-ből	225° 3.6.1 á.-ből	370° 3.7.4 á.-ből	1
5.Fejezetből	$0.631 = 111.5V$ 5.4.2 á.-ből	$0.94 = 166.5V$ M5.4.5 á.-ből	$2.25 = 397V$ M5.4.6 á.-ből	$3.88 = 686V$ 5.4.2 és M5.4.6 á.-ből	207° 5.4.1 á.-ből		0.97 5.4.1 á.-ből
7.Fejezetből	$0.624 = 111.0V$ 7.5.2 á.-ből		$2.28 = 403V$ 7.5.3 á.-ből	$3.90 = 690V$ 7.5.2 és 7.5.3 á.-ből	204° 7.5.1 á.-ből		

$V_o=167 V_{eff}$ kimenőfeszültségen $P_o=29.4 kW$ kimenőteljesítményt mértünk, ami $V_o=250 V$ -on $P_o=66.2 kW$ -nak, vagyis $P_o = (66.2 kW/30kW) 0.893=1.99$ -nek felel meg. A felvétel készítésekor $V_o=40 V_{eff}$, $\alpha=30^\circ$ volt ($\alpha_o=14.9^\circ$). A mérési és a számítási eredményeket a 7.6.5 táblázat tartalmazza.



7.6.3 ábra

Nagy terheléssel $P_o=1.99$ (a.ábra), 2.üzemmódban (b.ábra) és kis terheléssel (c.ábra) üzemelő inverterről készült oszcilloszkóp felvételek

Szemléltetési céllal mutatjuk be a 7.6.3 b.ábrában közölt felvételt, amelyet még az inverter laboratóriumi példányáról készítettünk. (Ennél az inverternél C_s értéke és a kompenzáló kondenzátor kapcsolása némiképp eltért a 2.6 pontban leírttól.) Az inverter a felvételkor az alábbi üzemállapotban volt:

$V_o=250 V_{eff}$, $P_o=29 kW$, $f=3.76 kHz$. A tirisztorfeszültségekből kitűnik, hogy az inverter a 2.üzemmódban dolgozott, a szabaddáválási idő kicsiny volt ($t_{off} = 30 \mu s$), de a tirisztorok még nem gyújtottak újra.

7.6.5 táblázat

	V_{oim}	V_{cm}	V_{Tm+}	α_e	t_{off}	f
Mérésből		140 V	200 V	170°	4.26°	2.77kHz
		v_{c1} -ből	v_{T2} -ből	v_{T2} -ből	v_{T2} -ből	
3.Fejezetből		4.25= =110.5V	6=156V	188°	417°	
		3.7.1 á.-ből	M 3.7.1 á.-ből	3.6.1 á.-ből	3.7.4 á.-ből	
5.Fejezetből	$\sqrt{2} 0.65=$ =26V	4.55= =128.6V	6.28= =177.5V	174°		0.95= =3.38kHz
	M 5.4.5 á.-ből	M 5.4.6 á.-ből	M 5.4.6 és 5.4.2 á.-ből	5.4.1 á.-ből		5.4.1 á.-ből
7.Fejezetből		4.5= =120V	6.2=176V	174°		0.947= =3.37kHz
		7.5.3 á.-ből	7.5.2 és 7.5.3 á.-ből	7.5.1 á.-ből		7.5.1 á.-ből

A 7.6.3 c. ábrán látható felvételnél az inverter erősáramu áramkörében változtatást hajtottunk végre. A C_s soros kondenzátorok közös pontját a 4.1.1 ábra B pontja helyett a D pontra csatlakoztattuk, vagyis megszüntettük a kondenzátoros feszültségosztást. Ilyen módon elérhető volt, hogy a P_o kimenőteljesítmény relatív értéke, az üzemi kapcsoláshoz tartozó értékéhez képest negyedére csökkenjen. A felvétel üresjárásban készült: $P_o = 0.293/4 = 0.073$. A fényképezéskor $V_o = 150 V_{eff}$, $I_{i,ave} = 114 A$, $f = 3.4 kHz$ és $\alpha \approx 0^\circ$ volt. A feszültségléptéket a 7.6.6 táblázat adja. Az inverter gyakorlatilag állandóan "2" vezetési állapotban ($\alpha_e \approx 360^\circ$), továbbá 1. üzemmódban volt. A soros kondenzátorfeszültség változási sebességének a "hullámszámából" következtethető, hogy egy alinverter kimenőáramában három szélső érték van, az állapotjelző: $\dot{A} = 13$ (M 3.6.9, M 3.6.11 ábrák). A mért és a számított értéket a 7.6.7 táblázat foglalja össze, [V_{cm} számított értéke: $V_{cm} = \pi(C_s \omega_s)^{-1} I_{i,ave} = \pi \times (1/1.07)[\Omega] \times 114[A] = 333V$. Ugyanez adódik a 3.7.2 ábrából, $V_{cm} = (\pi/2) V_{om}$ képlet alapján].

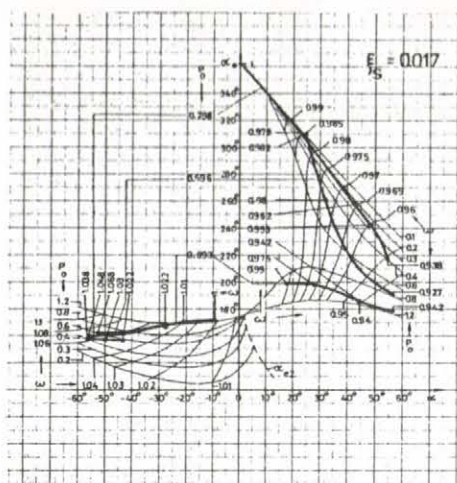
7.6.6 táblázat

Feszültséglépték [V/cm]	V_{T6}	V_{T5}	V_{C3}
	459	470	463

7.6.7 táblázat

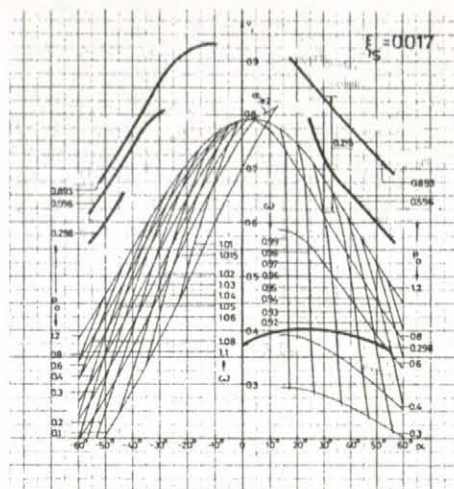
	V_i	V_{cm}	V_{Tm+}	α_e	t_{off}
Mérésből	27 V	300 V	529 V	354°	249°
		V_{C3} -ből	V_{T6} -ből	V_{T6} -ből	V_{T6} -ből
3. Fejezetből	$0.073 = 15.45V$ M 3.6.6 á.-ból	$1.57 = 333V$ 3.7.1 á.-ból	$2.64 = 560V$ M 3.7.1 á.-ból	360° 3.6.1 á.-ból	245° 3.7.4 görbéből α_{e3}

3.üzemmódot a kivitelezett inverterrel előállítani nem sikerült a következő okok miatt: Hálózati frekvenciás, hosszú szabaddáválási idejű tirisztorokat alkalmaztunk. A 2.üzemmódban a kimenőteljesítményt csökkentve a tirisztorok újra gyujtanak még mielőtt az inverter a 3.üzemmódba kerülhetne (3.5.2, M 3.7.4, 3.7.4). Az inverter kimenőteljesítményét nem lehet elég kis értékre csökkenteni ahhoz, hogy t_{off} az ujragyújtás elkerüléséhez elegendően hosszú lehessen és az inverter a 3.üzemmódba kerülhessen (ld. Ir[98] K 3.3 pontot).



7.6.4 ábra

Háromféle terheléssel járó inverter
mérési eredményei az $\alpha_e \sim \alpha$ sikon



7.6.5 ábra

Háromféle terheléssel járó inverter
mérési eredményei a $v_i \sim \alpha$ sikon

A 7.6.4 és a 7.6.5 ábrában a $P_O = 10 \text{ kW} = 0.298$; $P_O = 20 \text{ kW} = 0.596$ és $P_O = 30 \text{ kW} = 0.893$ nagyságu állandó kimenőteljesítmény mellett mért $\alpha_e(\alpha)$ és $v_i(\alpha)$ függvények láthatók. A vékony háttérvonalak az 5.4.1 és az 5.4.2 ábrából származnak. A mérési pontok mellett a mért ω értékeket is feltüntettük. A mért $P_O = \text{áll.}$ görbék a $v_i \sim \alpha$ sikon az elméleti görbékkel "párhuzamosan", de a nagyobb v_i értékek irányában eltolva futnak. A mért v_i feszültségnek az elméleti értékhez képesti növekedését, többek között a 7.6.2 ábrával kapcsolatban már indokoltuk és ott említettük, hogy pl. névleges terhelésen $\alpha = 30^\circ$ -ra a mért érték számítás szerint $37.95 \text{ V} = 0.215$ -tel haladja meg az elméleti v_i értéket. A 7.6.5 ábra szerint a mért értékből 0.215 -öt levonva az elméleti görbéhez közel kerülünk. Továbbá figyelembe véve, hogy az α_e , α és ω értékeket oszcilloszkópról olvastuk le, kijelenthető, hogy a 7.6.4 és a 7.6.5 ábrák mérési eredményei is igazolják az elméleti eredményeinket.

IRODALOMJEGYZÉK

- [1] I. Rácz: Quasi-Periodic Dynamic Behaviour of Piece-Wise Linear Multi-Parameter Systems. Periodica Polytechnica. Electrical Engineering. Vol. 13. No. 3. Budapest. 1969. (205-219).
- [2] Rácz I.: Tirisztoros villamosgép-kapcsolások számítása mátrixokkal. MEE I. Erősáramu Elektronika Konf. 1970. (27).
- [3] Rácz I.: Tirisztoros kapcsolások szabályozástechnikai elmélete. Elektrotechnika. 66. évf. 6. sz. 1972. (215-218).
- [4] I. Rácz: Dynamic Behaviour of inverter-fed asynchronous motors. IFAC Congress. 1966. Paper 4B (7).
- [5] I. Rácz: Betrachtungen zu Oberwellenproblemen an Asynchronmotoren bei Stromrichterspeisung. IX. Internat. Kolloquium. TH. Ilmenau. 1964. (11-25).
- [6] Rácz I., Miklós D., Lupán K., Nagy I.: Középfrekvenciás tirisztoros inverter. 1. Erősáramu Elektronika Konferencia. Budapest.
- [7] Kovács K.P., Rácz I.: Váltakozóáramú gépek tranziens folyamatai. Akadémiai Kiadó. Budapest. 1954.
- [8] Csáki F., Ganszky K., Ipsits I., Marti S.: Teljesítményelektronika. Műszaki Könyvkiadó. Budapest. 1971.
- [9] Beji Szabó D.: Indukciós hevítés. Műszaki Könyvkiadó. Budapest. 1965.
- [10] D.R. Grafham, J.C. Hey: SCR Manual. 5th Edition, General Electric. Electronics Park. Syracuse. N.Y. 1972.
- [11] F.W. Gutzwiller: SCR Manual. 4th Edition. General Electric. Electronics Park. Syracuse. N.Y. 1967.
- [12] R. Thompson: High-frequency silicon-controlled-rectifier sinusoidal inverter. Proceedings IEE., Vol. 110. No. 4. April 1963. (647-652).
- [13] B.R. Pelly: Latest Developments in Static High Frequency Power Sources for Induction Heating. IEEE Trans. Ind. Electron. Control Instrum. IECI-17. No. 4. June 1970. (297-312).
- [14] G. Schubert: Verhalten von Leistungsthyristoren bei höheren Frequenzen. Brown Boveri Mitteilungen. 1969. (466-477).
- [15] Ch. Ruetsch: Der Einsatz von Leistungsthyristoren in Anlagen mit höheren Betriebsfrequenzen. Der Elektroniker. No. 4. 1971. (179-183).
- [16] R.E. Locher: Characterization of High-Frequency High-Current Reverse Blocking Triode Thyristors for Trapezoidal Current Waveforms. IEEE Transactions on Industry and General Applications. Vol. IGA-4. No. 2. March/April 1968. (228-233).
- [17] R.F. Dyer: Concurrent Characterization of SCR Switching Parameters for Inverter Applications. Semiconductor Products and Solid State Technology. Vol. 8. April 1965. (15-20).
- [18] R.F. Dyer: The Rating and Application of SCR's Designed for Switching at High Frequencies. IEEE Trans. IGA. Vol. 2. No. 1. January/February 1966. (5-15).

- [19] J.D. Balenovitch, D.M. Gilloft, J.W. Motto: Thyristor High Frequency Ratings By Concurrent Testing and Computer Simulation 6th annual Meeting of the IEEE Industry and General Applications Group. Cleveland. Ohio. USA. October 18-22. 1971.
- [20] H. Finzel: Induktives Schmelzen. Elektrowärme international. 29. 8. 1971. (448-449).
- [21] F.H. Reinke: Einsatz und Fortentwicklung der induktiven Transflux-Härtung bei der Fertigung von Automobilteilen. U.I.E. Konferencia. Varsó. VII. 1972. (N. 204).
- [22] K. Zipperling: Induktive Zahnflüchelhärtung im Mittelfrequenzbereich. Wt-Z. ind. Fertig. 59. No. 9. 1969. (450-452).
- [23] R.A. Sommer: Solid State Frequency Conversion for Induction Melting. Foundry. January 1970. (125-129).
- [24] P.E. Hammarlund, S. Parding, L. Villner: The Use of Electric Melting in Iron Foundries. U.I.E. Konferencia. Varsó. VII. 1972. (N. 145).
- [25] S. Carlsson, K. Thorborg: Induction melting plant with frequency convertor. Reprint from ASEA Journal. No. 6. 1971. (188-190).
- [26] F. Scheffler: Induktionsanlagen zum Warmformen mit statischen Frequenzumrichtern. U.I.E. Konferencia. Varsó. VII. 1972. (N. 203).
- [27] E. Decker: Induktives Erwärmen. Elektrowärme International. 29. 8. 1971. (441-445).
- [28] V. Rybar, F. Malik: Thyristor-Frequenzwandler für das Induktionsschmelzen von Glas. U.I.E. Konferencia. Varsó. VII. 1972. (N. 302).
- [29] R. Jungk, H. Neupauer, E. Richter: Induktions-Erwärmungsanlagen für Schmieden mit Frequenzanpassung. Klopzig Fachberichte 79. H 2. M 43. 1971. (93-96).
- [30] J.F. Ioffe, V.V. Morgoun: Convertisseurs de fréquence a thyristors utilisés pour l'alimentation des installations électrothermiques a moyenne fréquence. U.I.E. Konf. Varsó. VII. 1972. (N. 702).
- [31] K. Thorborg: Frequency convertors for high-frequency melting and heating plants. ASEA Journal. Vol. 44. No. 6. 1971. (185-190).
- [32] H. Jürgens: Induktives und konduktives Erwärmen zum Warmumformen. Elektrowärme International. 29. 4. 1971. (216-219).
- [33] R. Esche: Mittelfrequenz-Induktionsanlagen in neuzeitlichen Gesenkschmieden. Siemens-Zeitschrift 42. Heft 3. 1968. (182-189).
- [34] N. Mapham: An SCR Inverter with Good Regulation and Sine-Wave Output. IEEE Transactions on Industry and General Applications. IGA-3. No.2. Mar/Apr 1967. (176-187).
- [35] N. Mapham: A Low Cost, Ultrasonic-Frequency Inverter Using a Single SCR. Application Note 200. 49. General Electric Company. Syracuse. New York.

- [36] W. McMurray: The Thyristor Electronic Transformer: a Power Converter Using a High-Frequency Link. IEEE Transactions on Industry and General Applications. Vol. IGA-7. No. 4. July/August 1971. (451-457).
- [37] C.H. Wood: How to Get More Power from SCR Modulators. Electronic Design. September 13. 1963.
- [38] T.H. Robinson: Some Characteristics of Thyristors in High Power Modulator Circuits. Modulator Symposium. May 1966.
- [39] G.R. Brainard: Adding SCR's to get High Power Means Smaller Transmitter. Electronics. June 13. 1966. (119-126).
- [40] J.L. Storr: Thyristor Control of Fluorescent Lighting Banks. IEEE Conference, No. 17. Power Applications of Controllable Semiconductor Devices. November 1965. (178-185).
- [41] M. Meyer: Thyristoren in der technischen Anwendungen. Siemens Aktiengesellschaft. Erlangen 1967.
- [42] A.J. Humphrey: Inverter Commutation Circuits. IEEE Transactions on Industry and General Applications. Vol. IGA-4. No. 1. Jan/Feb 1968. (104-110).
- [43] K. Gabler, D. Wallstein: Frequenzumformung für induktives Erwärmen und Schmelzen mit Elementen der Leistungselektronik. Brown Boveri Mitteilungen. Band 55. No. 3. März 1968. (130-136).
- [44] H. Conrad: Thyristorwechselrichter für Induktionserwärmung. Elektr. Heft 10. 1966. (401-406).
- [45] E. Golde, G. Lehmann: Schwingkreisumrichter für induktive Erwärmung. AEG-Mitteilungen 56. 1966. 7. (445-450).
- [46] R. Esche, B. Walter: 10-MW-Induktionserhitzer mit Schwingkreisumrichtern für 500 bis 1000 Hz. Siemens-Zeitschrift 41. Heft 7. 1967. (626-634).
- [47] K. Gabler, W. Faust: Ein Halbleiterumrichter für induktive Erwärmungs- und Schmelzanlagen. Brown Boveri Mitteilungen. Band 53. No. 10. 1966. (693-701).
- [48] P. Knapp: Mittelfrequenz-Thyristor-Umrichter mit Parallelresonanzkreis für induktives Schmelzen. Brown Boveri Mitteilungen. Band 54. No. 7. Juli 1967. (417-418).
- [49] D. Wallstein: Mittelfrequenz-Umrichter der Thysert-Baureihe für induktive Schmelz- und Erwärmungsanlagen. Brown Boveri M. 11/12. 1969. (581-588).
- [50] H. Geisel: Das Betriebsverhalten von Schwingkreisumrichtern für induktive Erwärmung. Elektrowärme International. Bd. 27. No. 6. Juni 1969. (254-261).
- [51] H. Conrad, G. Scheider: Modellierung von Thyristorumrichtern für Induktionserwärmung mit Hilfe von Analogrechnern. U.I.E. Konferencia. Varsó. VII. 1972. (N. 629).

- [52] H. Güldner: Schwingkreisumrichter für die induktive Erwärmung. *Elektrie* 27. H. 11. 1973. (586-593).
- [53] F.F. Mazda: Inversion. *Electronic Components*. 25. June 1971. (705-714).
- [54] J-P. Landis: A Static Power Supply for Induction Heating. *IEEE Transactions on Industrial Electronics and Control Instrumentation* Vol. IECI-17. No. 4. 1970. (313-320).
- [55] H. Güldner: Maschinelle Berechnung von Schwingkreiswechselrichtern. *Elektrie* 27. H. 1. 1973. (15-17).
- [56] G.N. Revankar, S.A. Gadag: Analysis of High Frequency Inverter Circuit. *IEEE Transactions on Industrial Electronics and Control Instrumentation*. Vol. IECI-20. No. 3. August 1973. (178-182).
- [57] Z. Zabar, A. Yair: Guidelines for Adaptation of High-Frequency Rectangular Wave Inverter to Inductive Load. *IEEE Transactions on Industrial Electronics and Control Instrumentation*. Vol. IECI-20. No. 1. February 1973. (27-29).
- [58] K.W. Kanngiesser: Schwingkreisumrichter für die induktive Erwärmung. *BBC-Nachrichten*. Dezember 1964. (637-647).
- [59] M. Depenbrock: Die Verknüpfungen von Frequenz, Dämpfung und Steuerwinkel beim Schwingkreiswechselrichter. *Archiv f. Elektrotechnik*. 49. Band. Heft 4. 1964. (235-239).
- [60] Sz.M. Kacnel'szon: Tirisztornűj inverter sz vsztrecsnoparallel'nűmi diodami i udvoenyiem csasztotű. *Elektricseszto* No. 1. 1971. (60-62).
- [61] S.B. Dewan, P.P. Biringer: Frequency and Phase Conversion with Thyristor Converters.- Part I., II. Paper No. 31 PP 66-389, 31 PP 66-390. 1966.
- [62] S.B. Dewan, P.P. Biringer, G.J. Bendzsak: Harmonic Analysis of AC-to-AC Frequency Converter. *IEEE Transactions on Industry and General Applications*. Vol. IGA-5. No. 1. January/February 1969. (29-33).
- [63] P.P. Biringer: Solid State Power Regulators for Induction Heating. *U.I.E. Konferencia*. Varső. VII. 1972. (N. 701).
- [64] G.Havas, R.A. Sommer: A High Frequency Power Supply for Induction Heating and Melting. *IEEE Transactions on Industrial Electronics and Control Instrumentation*. Vol. IECI-17. No. 4. January 1970. (321-326).
- [65] S.B. Dewan, Ph. D. Thesis: Frequency and Phase Conversion Using Thyristors. Thesis. University of Toronto. 1966.
- [66] R.S. Segsworth, S.B. Dewan: Thyristor Power Units for Induction Heating and Melting. *Transaction on Industrie and General Application*. Pittsburgh. 1967.
- [67] S.B. Dewan, G. Havas: AC to AC Frequency Converters for Induction Heating and Melting. *IEEE*. May 6-8. 1969.

- [68] S.B. Dewan, G. Havas: A solid state supply for induction heating and melting. IEEE Transactions on Industry and General Application. Vol. IGA-5. No. 6. November/December 1969. (686-692).
- [69] I. Horvat: A 180 KW 8-11 KHZ Thyristor Frequency Converter for Induction Heating. 1971 6th Annual Meeting of the IEEE Industry and General Applications Group. Cleveland. Ohio. 18.21 Oct. 1971. (837-849).
- [70] H.G. Matthes: Umrichter gespeiste Induktions-Erwärmungsanlagen zur Knüppelnachwärmung in einer Drahtmeltz strasse Control in Power Electronics and Electrical Drives IFAC. SYMPOSIUM. Duesseldorf. Preprints Vol. 2. October 7-9. 1974. (591-598).
- [71] Y. Sundberg, F. Department: Induction heating and stirring of molten steel in ladles. ASEA Journal. Vol. 40. No. 2-3. 1967. (33-37).
- [72] Reinke F.: Az indukciós edzés az automatizált gyártás szemszögéből. III. Magyar Villamos Hőtechnikai Konferencia. Bp. 1969. június (713-736).
- [73] B.V. Jakubovszkij, B. Pl. Babaevszkij, M.D. Moszeszov, K.A. Lukin: Indukcionnűj nagrevatel'. 237.182 sz. szabadalom (SzU).
- [74] Y. Sundberg: Elektro-Industrieöfen in Schweden-Forschung und Entwicklung. Elektrowärme International. 29. 4. 1971. (228-232).
- [75] K. Muckhoff: Jahresübersicht Elektroschmelzöfen (6. Folge). Giesserei. 58. No. 16. 12. August 1971. (485-491).
- [76] D.I. Spash, R.C.J. Ireson: Solid State Generators for Induction Heating. U.I.E. Konferencia. Varsó. VII. 1972. (N. 707).
- [77] A.P. Conolly: PWM characterization of SCR's. 6th. Annual Meeting of the IEEE Industry and General Applications Group. Cleveland. Ohio. 1971. Oct. 18-21. (777-779).
- [78] E. Reimers: An approach to the testing of high performance thyristors. 1971. 6th. Annual Meeting IEEE IGA Cleveland. Ohio. 1971. Oct. 18-21. (769-775).
- [79] Beji Szabó D.: Indukciós kemencék. MTKI. Budapest. 1954.
- [80] Csáki F., Kárpáti A.: Teljesítménymérési hibák egyenirányító körökben. Elektrotechnika. 1967. (105-108).
- [81] Asztalos P.: Középfrekvenciás generátorok. MTKI. Budapest. 1953.
- [82] G.N. Revankar, S.A. Gadag: A high-frequency bridge inverter with series-parallel compensated load. IEEE Transaction on Industrial Electronics and Control Instrumentation. Vol. IECI-21. No. 1. February 1974. (18-21).
- [83] Csáki F.: Korszerű szabályozás elmélet. Akadémiai Kiadó. Budapest. 1970.
- [84] R. Hofmann: Wassergekühlte Thyristorgeräte grosser Leistung. Siemens Zeitschrift. 44. Heft 1. 1970. (39-43).
- [85] Tevan Gy.: Indukciós hevítés. Elektrotechnika. 1960.
- [86] H.J. Barthel, W. Ehrhardt: Beitrag zur mathematischen Modellierung von Induktionstiegelöfen im Betrieb. Elektrische. 25. Heft 9. 1971. (397).

- [87] K. Schönbacher: Zur Berechnung von Induktionsöfen. Elektrotechnische Zeitschrift Ausg. A. Band 73. Heft 23. 1. Dezember 1952. (736-738).
- [88] P. Knapp: Die Kennlinien des Parallelresonanz-Wechselrichters für induktives Schmelzen. Brown Boveri Mitteilungen. Band 53. No. 10. Oktober 1966. (702-714).
- [89] I. Nagy: Solid state high frequency power supply for induction heating. Elektrowärme International 31. B-Nr. 4. August 1973. (B 164 - B 170).
- [90] I. Nagy: Investigation of a high frequency power supply for induction heating. Elektrowärme International. 31. B-No. 6. Dezember 1973. (B 281 - B 287).
- [91] H. Neupauer, E. Richter: Parallel Schwingkreisumrichter für die induktive Erwärmung. Siemens Zeitschrift 45. H. 9. 1971. (601-606).
- [92] Lupán K., Miklós D., Nagy I.: Frekvenciaosztásos inverter számítógépes vizsgálata. Elektrotechnika 66. évf. 1973. (156-161).
- [93] D. Miklós, K. Lupán, I. Nagy: Start up Method in High Frequency Thyristor Inverters. Control in Power Electronics and Electrical Drives. IFAC SYMPOSIUM Duesseldorf. October 7-9. 1974. Preprints Vol. 2. (599-610).
- [94] D. Beji Szabó: Neueste Richtlinien der industriellen Verwendung der Induktions-Erwärmung. Elektrowärme. 1963.
- [95] Csáki F.: Fejezetek a szabályozástechnikából. Állapotegyenletek. Műszaki Könyvkiadó. Budapest. 1973.
- [96] D.R. Cheng: Analysis of Linear Systems. Addison-Wesley Publishing Company. INC. Reading. Massachusetts. U.S.A.
- [97] J.T. Tou: Digital and Sampled-data Control Systems. McGraw-Hill. Electrical and Electronic Engineering Series. 1959.
- [98] Nagy I.: Középfrekvenciás frekvenciaosztásos inverter elmélete. Kiegészítés. SzTAKI Tanulmányok 1974.
- [99] L.K.Timothy, B.L.Bona: State space analysis: an introduction. Mc Graw-Hill Book Company. New-York. 1968.
- [100] M.Athans, P.L.Falb: Optimal Control. Mc Graw-Hill Book Company. New-York. 1966.
- [101] B.D.Bedford, R.G.Hoft: Principles of Inverter Circuits. John Wiley and Sons, Inc., New-York. 1964.
- [102] G.N.Revankar, V.A.Pahvardhan: Time-Sharing High Frequency Inverter Circuit. IEEE Transactions on Industrial Electronics and Control Instrumentation. IECI-21. No.3. August 1974.
- [103] E.Golde, G.Lehmann: Oscillator-Circuit Thyristor Converters for Induction Heating. Proceedings of the IEEE. Vol.55. No.8. August 1967.
- [104] W.E.Frank: New Developments in High-Frequency Power Sources. IEEE Transactions on Industry and General Applications. Vol.IGA-6. No.1.

- [105] Ganszky K. Dr, Marti S.: Elektroliziseket tápláló egyenirányító berendezések. Automatizálás 1. 1968. (50-62).
- [106] Marti S.: Diódák és tirisztorok jellemzői és terminológiája. MTA-AKI Közlemények. 1966. (97-122).
- [107] Marti S.: Párhuzamosan kapcsolt diódáknak vagy tirisztoroknak a készülék felépítésétől függő áramosztási hibája. VKI Közleményei 3. 1969. (139-160).

Nagy István

FREKVENCIAOSZTÁSOS, KÖZÉPFREKVENCIÁS INVERTER ELMÉLETE

c. értekezés

FÜGGELÉK

Budapest
1974

TARTALOMJEGYZÉK

Oldalszám

2.1	A betét- és a légrésimpedancia.....	5
2.2	Induktorimpedancia.....	8
3.0	Követett módszer V_{cm} , v_i és α_e számítására.....	11
3.1	$V_{cm} = 1+v_i$ és $V_{cm} = v_i$ határgörbék.....	13
3.2	α_{e2} , α_{e3} , α_{e1} határgörbék.....	15
3.3	$P_o=0$ és $P_o=\infty$ határgörbék.....	18
3.4	Kiegészítés a 3.9 ponthoz.....	21
4.1	Összefüggések a terhelőkör alapharmónikus mennyiségei között.....	23
4.2	Összefüggések a feszültségosztás nélküli terhelőkörre.....	24
4.3	Frekvenciaosztásos inverterkapcsolások összehasonlítása.....	24
6.0	A terhelés feszültség-időfüggvényei szubfrekvenciákon.....	33
6.1	$V_{om}^{(L)}$ amplitudó számítása szubfrekvenciákon	37
6.2	Szűrőköri feszültségek állandósult tranziens állapotban.....	41
6.3	Szűrőkör tranziens állapotban.....	42
6.4	Terhelőkör feszültségei az indulási tranziens állapotban.....	44
6.5	A terhelőkörbe táplált és az ott elvesző ener- gia számítása az indulási tranziens alatt.....	45
6.6	I_{om} áramamplitudó számítása az indulási tran- ziens folyamat alatt ($\Omega=1$).....	46
6.7	Összefüggések Z transzformált alakban a szűrőkörre.....	48
6.8	Végértékek.....	49
6.9	Gyújtásszögszabályozó.....	50
7.1	"0", "1" és "2" vezetési állapotok egyenletei.....	53
7.2	Időfüggvények a "0" és "1" vezetési állapotban.....	58

2.1 Függelék

Betét és légrés impedancia

A gerjesztési törvény a 2.2.1 a ábra egységnyi hosszúságu, elemi négyszögére (a tekercset és a betétet a henger tengelye irányában végtelen hosszúnak feltételezve):

$$\left. \begin{aligned} \oint \vec{H} d\vec{l} &= \int_{A_1} \vec{s} d\vec{A} \\ \oint \vec{H} d\vec{l} &= -H + \frac{\partial H}{\partial r} dr + H = -s dr \\ \int_{A_1} \vec{s} d\vec{A} &= -s dr \\ E &= \varphi_m' = -\varphi_m \frac{\partial H}{\partial r} \end{aligned} \right\} \quad (A \ 2.1.1)$$

Kirchhoff második törvénye a 2.2.1 c ábra C_a jelű elemi zárt görbéjére:

$$\left. \begin{aligned} \oint \vec{E} d\vec{l} &= - \int_{A_2} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} d\vec{A} \\ - 2\pi r E + \left(\frac{\partial E}{\partial r} dr + E \right) 2\pi(r+dr) &= - \mu_m \frac{\partial H}{\partial t} 2\pi r dr \\ - \frac{\partial E}{\partial r} - \frac{1}{r} E &= \mu_m \frac{\partial H}{\partial t} \end{aligned} \right\} \quad (A \ 2.1.2)$$

(A 2.1.1)- és (A 2.1.2)-ből

$$\frac{\partial^2 H}{\partial r^2} = \frac{1}{r} \frac{\partial H}{\partial r} = \mu_m \gamma_m \frac{\partial H}{\partial t} \quad (A \ 2.1.3)$$

Bessel típusu differenciálegyenlet adódik. ω körfrekvenciával időben szinuszosan váltakozó H -ra; $\bar{H} = H e^{j\omega t}$

$$\frac{d^2 \bar{H}}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{d\bar{H}}{dr} - p^2 \bar{H} = 0 \quad (A \ 2.1.4)$$

amelynek általános megoldása

$$\bar{H} = \bar{C}_1 I_0(\sqrt{j}z) + \bar{C}_2 K_0(\sqrt{j}z) \quad (A \ 2.1.5)$$

ahol I_0 , ill. K_0 a 0-ad rendű, első fajú, ill. másodfajú módosított Bessel függvény,

$$\begin{aligned} p^2 &= j\omega \gamma_m \mu_m = \frac{j^2}{\delta_m^2} \\ \delta_m &= \sqrt{\frac{2}{\omega \mu_m \gamma_m}} \end{aligned} \quad (A \ 2.1.6)$$

a behatolási mélység és

$$z = \sqrt{2} r / \delta_m$$

Ha $r = 0$, akkor $I_0(0) = 1$; $K_0(0) = \infty$. H végtelen nagy nem lehet. Következésképpen $\bar{C}_2 = 0$. Másrészt, ha $r = r_m$, akkor $H = H_g$, s innen $\bar{C}_1 = \bar{H}_g / I_0(\sqrt{j} z_m)$

$$\bar{H} = \bar{H}_g \frac{I_0(\sqrt{j} z)}{I_0(\sqrt{j} z_m)} \quad (\text{A 2.1.7})$$

és

$$\bar{E} = - \frac{\sqrt{2} \varphi_m \bar{H}_g}{\delta_m I_0(\sqrt{j} z_m)} \frac{dI_0(\sqrt{j} z)}{dz} \quad (\text{A 2.1.8})$$

Ha $r = r_m$

$$\bar{E}_g = - \frac{\varphi_m \bar{H}_g}{\delta_m} (K_{rm} + jK_{xm}) \quad (\text{A 2.1.9})$$

Itt bevezettük az

$$\frac{\sqrt{2}}{I_0(\sqrt{j} z_m)} \left[\frac{dI_0(\sqrt{j} z)}{dz} \right]_{z=z_m} = K_{rm} + jK_{xm}$$

jelölést, felhasználva az

$$I_0(\sqrt{j} z) = \text{ber}_0(z) + j \text{bei}_0(z)$$

Lord Kelvin féle összefüggést. K_{rm} és K_{xm} értéke z_m -től, vagyis az r_m/δ_m aránytól függ. Ha $z_m \geq 10$, ami a gyakorlatban sokszor teljesül, akkor közelítőleg $K_{rm} \approx K_{xm} \approx 1$.

A betét fluxusa a πd_m kerület mentén vett körintegrálból

$$\oint \vec{E} d\vec{l} = - \frac{d\Phi}{dt} = E_g \pi d_m \quad (\text{A 2.1.9 a})$$

Időben szinuszosan váltakozó mennyiségekre (A 2.1.9) figyelembevételével

$$\bar{\Phi}_m = - \frac{\pi d_m}{j\omega} \bar{E}_g = \frac{\pi d_m \varphi}{j\omega \delta_m} \bar{H}_g (K_{rm} + jK_{xm})$$

A légrés fluxusa ($d_g = d_m + 2g$)

$$\bar{\Phi}_g = \frac{(d_g^2 - d_m^2) \pi}{4} \mu_0 \bar{H}_g$$

A \vec{H}_g mágneses térerősség és az induktor tekercs-áram közötti kapcsolat közelítőleg

$$N\vec{I} = \vec{H}_g h \quad (\text{A 2.1.9 b})$$

Az induktor tekercsben indukált feszültségkomponens az utolsó három egyenletből

$$V_{il} = j\omega N (\vec{\Phi}_m + \vec{\Phi}_g) = [R_m + j(X_m + X_g)] \vec{I} \quad (\text{A 2.1.10})$$

ahol

$$R_m = g_m \frac{\pi d_m}{h \delta_m} N^2 K_{rm} \quad (\text{A 2.1.11})$$

$$X_m = r_m \frac{K_{xm}}{K_{rm}} = \omega \frac{\mu_m d_m \pi}{h} \frac{\delta_m}{2} N^2 K_{xm} \quad (\text{A 2.1.12})$$

$$X_g = \omega \mu_0 \frac{(d_g^2 - d_m^2) \pi}{4h} N^2 \quad (\text{A 2.1.13})$$

R_m , X_m és X_g sorban a betét ellenállás, a betét reaktancia és légrés reaktancia induktor tekercsre redukált értéke.

Ha $z_m \gg 10$, az (A 2.1.7) és (A 2.1.8)-ban szereplő Bessel függvény közelítőleg

$$I_0(\sqrt{j}z) \cong \frac{1}{\sqrt{2}z} e^{\frac{1+j}{\sqrt{2}}z} e^{-j\frac{\pi}{8}} \quad (\text{A 2.1.14})$$

és

$$\frac{dI_0(\sqrt{j}z)}{dz} = \frac{1+j}{\sqrt{2}} I_0(\sqrt{j}z) \quad (\text{A 2.1.15})$$

Az (A 2.1.7) és (A 2.1.8) egyenletek $\vec{H}_g = \frac{NI}{h} e^{j\omega t}$ felhasználásával

$$\vec{H} \cong \frac{IN}{h} \sqrt{\frac{r_m}{r}} e^{-\frac{r_m-r}{\delta_m}} e^{j(\omega t - \frac{r_m-r}{\delta_m})} \quad (\text{A 2.1.7 a})$$

$$\vec{E} \cong -\sqrt{2} \frac{g_m}{\delta_m} \frac{IN}{h} \sqrt{\frac{r_m}{r}} e^{-\frac{r_m-r}{\delta_m}} e^{j(\omega t + \pi/4 - \frac{r_m-r}{\delta_m})} \quad (\text{A 2.1.8 a})$$

vagyis \vec{H} és \vec{E} a betét kerületétől mérve közelítőleg exponenciálisan csökken. (A 2.1.8 a)-ból $r=r_m$ esetre

$$\vec{E}_q \cong -\frac{g_m}{\delta_m} \vec{H}_g (1+j)$$

Láthatóan ilyenkor $K_{rm} \approx K_{xm} \approx 1$.

2.2 Függelék

Induktor impedancia

A 2.1 Függelékben bemutatott módon látható be, hogy az induktor belsejében a mágneses térerősség változására is érvényes az (A 2.1.4) Bessel típusú differenciálegyenlet, feltéve, hogy az induktort b vastagságú, h hosszúságú tömör rézcsővel helyettesítjük. Az általános megoldás [(A 2.1.5) egyenlet] \bar{C}_1 és \bar{C}_2 állandóinak a meghatározására a peremfeltételek: $r=r_g$; $H=H_g$; míg $r=r_b=r_g+b$; $H=0$. Ezeket (A 2.1.5)-be helyettesítve

$$\bar{H}_g = \bar{C}_1 I_0(\sqrt{j}z_g) + \bar{C}_2 K_0(\sqrt{j}z_g)$$

$$0 = \bar{C}_1 I_0(\sqrt{j}z_b) + \bar{C}_2 K_0(\sqrt{j}z_b)$$

Innen \bar{C}_1 -et és \bar{C}_2 -t meghatározva és (A 2.1.5)-be helyettesítve

$$\bar{H} = \bar{H}_g \frac{I_0(\sqrt{j}z_b)K_0(\sqrt{j}z) - K_0(\sqrt{j}z_b)I_0(\sqrt{j}z)}{I_0(\sqrt{j}z_b)K_0(\sqrt{j}z_g) - K_0(\sqrt{j}z_b)I_0(\sqrt{j}z_g)} \quad (\text{A 2.2.1})$$

A villamos térerősség (A 2.1.1)-ből

$$\bar{E} = \bar{H}_g (1+j) \frac{\gamma_s}{\delta_s} \frac{I_0(\sqrt{j}z_b)K_1(\sqrt{j}z) + K_0(\sqrt{j}z_b)I_1(\sqrt{j}z)}{I_0(\sqrt{j}z_b)K_0(\sqrt{j}z_g) - K_0(\sqrt{j}z_b)I_0(\sqrt{j}z_g)} \quad (\text{A 2.2.2})$$

$$\text{ahol } I_1(\sqrt{j}z) = \frac{dI_0(\sqrt{j}z)}{\sqrt{j}dz} ; K_1(\sqrt{j}z) = \frac{dK_0(\sqrt{j}z)}{\sqrt{j}dz}$$

Ha $z_g \gg 10$, a Bessel függvényeket a \bar{H} és \bar{E} képletben (A 2.1.14), (A 2.1.15), valamint a

$$K_0(\sqrt{j}z) \approx K_1(\sqrt{j}z) \approx \sqrt{\frac{\pi}{2z}} e^{-\frac{z}{\sqrt{2}}} e^{-j\frac{\pi}{8}}$$

közelítésekkel vehetjük figyelembe. Ilyenkor

$$\bar{E} \approx (1+j) \frac{\gamma_s}{\delta_s} \bar{H}_g \sqrt{\frac{r_g}{r}} \frac{e^{(1+j)(r_b-r)/\delta_s} + e^{-(1+j)(r_b-r)/\delta_s}}{e^{(1+j)b/\delta_s} - e^{-(1+j)b/\delta_s}} \quad (\text{A 2.2.3})$$

Ha $r=r_g$, (A 2.1.9 b) figyelembevételével

$$\bar{E}_g = \frac{\gamma_s N}{h\delta_s} \bar{I} (K_{rs} + jK_{xs}) \quad (\text{A 2.2.4})$$

$$\text{ahol } K_{rs} = \frac{\text{sh}x + \text{sin}x}{\text{ch}x - \text{cos}x} \text{ és } K_{xs} = \frac{\text{sh}x - \text{sin}x}{\text{ch}x - \text{cos}x} \quad (\text{A } 2.2.5)$$

$$x = 2b/\delta_s.$$

Az induktor belső fluxusa Φ_s a 2.2.1 c ábra C_b zárt görbéjére vett (A 2.1.9 a) alakú körintegrálból

$$\bar{E}_b d_b \pi - \bar{E}_g d_g \pi = - \frac{d\Phi_s}{dt}$$

Jó közelítéssel $E_b = 0$. Az induktorban indukált feszültségkomponens

$$\bar{V}_{12} = j\omega N\bar{\Phi}_s = \pi d_g N \bar{E}_g$$

(A 2.2.4) behelyettesítésével

$$\bar{V}_{12} = (R_s + jX_s) \bar{I} \quad (\text{A } 2.2.6)$$

ahol az induktor tekercs egyenértékű ellenállása

$$R_s = \varrho_s \frac{\pi d_g}{h\delta_s} N^2 K_{rs} \quad (\text{A } 2.2.7)$$

és az induktor tekercs egyenértékű reaktanciája

$$X_s = R_s \frac{K_{xs}}{K_{rs}} = \omega \frac{\pi d_s \mu_0}{h} \frac{\delta_s}{2} N^2 K_{xs} \quad (\text{A } 2.2.8)$$

Ha $2b/\delta_s \gg 3$, akkor $K_{rs} \approx K_{xs} \approx 1$. Szem előtt tartva (A 2.1.11) és (A 2.2.7)-et, valamint (A 2.1.12) és (A 2.2.8)-at megállapítható, hogy $R/N^2 K_r$ a ϱ fajlagos ellenállásu d közepes átmérőjű, δ falvastagságú, h hosszúságú cső egyenáramu ellenállása, míg $X/N^2 K_x$ közelítőleg a μ permeabilitásu, d közepes átmérőjű, $\frac{3}{2}\delta$ falvastagságú, h hosszúságú cső önindukciós tényezője, ha benne radiális irányban az indukció a cső egyik oldalától a másikig lineárisan zérusra csökken.

3.0 Függelék

Közvetett módszer V_{cm} , v_i és α_e számítására

$\Omega = 1$ eset: Az i_{ol} áram $t = \alpha_e$ kialvási időpontjában $i_{ol}(\alpha_e) = 0$. A (3.3.15) egyenletből

$$a = V_{cm} + v_i = \frac{\alpha_e}{2 \sin \alpha_e} \sin(\alpha + \alpha_e) + \frac{1}{2} \sin \alpha \quad (A 3.0.1)$$

A C_g kondenzátor v_c feszültségének a szimmetrikus változásából [ld. (3.3.16) egyenletet] a $t = \alpha_e$ időpontban $v_c(\alpha_e) = V_{cm}$. Ezt (3.3.31)-be helyettesítve

$$b = V_{cm} - v_i = -\frac{\alpha_e}{2 \sin \alpha_e} \sin(\alpha + \alpha_e) \cos \alpha_e + \frac{\alpha_e}{2} \cos(\alpha + \alpha_e) - \frac{1}{2} \sin(\alpha + \alpha_e) \quad (A 3.0.2)$$

Az előző két egyenletből

$$V_{cm} = \frac{a+b}{2} \quad (A 3.0.3)$$

$$v_i = \frac{a-b}{2} \quad (A 3.0.4)$$

ahonnan

$$V_{cm} = \frac{1}{4} \sin(\alpha + \alpha_e) \left[\frac{\alpha_e}{\sin \alpha_e} (1 - \cos \alpha_e) - 1 \right] + \frac{\alpha_e}{4} \cos(\alpha + \alpha_e) + \frac{1}{4} \sin \alpha \quad (A 3.0.5)$$

$$v_i = \frac{1}{4} \sin(\alpha + \alpha_e) \left[\frac{\alpha_e}{\sin \alpha_e} (1 + \cos \alpha_e) + 1 \right] - \frac{\alpha_e}{4} \cos(\alpha + \alpha_e) + \frac{1}{4} \sin \alpha \quad (A 3.0.6)$$

α és α_e felvétele után V_{cm} és v_i közvetlenül számítható. A számított kimenő teljesítmény

$$P_{os} = \frac{2}{\pi \Omega} v_i V_{cm} \quad (A 3.0.7)$$

P_{os} a kívánt P_o -tól általában különbözni fog, α_e -t egy iterációs hurokkal úgy kell megváltoztatni, hogy $P_{os} = P_o$ teljesüljön. Az iterációs képlet

$$\alpha_{en} = \alpha_{en-1} + \Delta \alpha_{en-1} \quad (A 3.0.8)$$

ahol

$$\Delta \alpha_{en-1} = \frac{P_o - (P_{os})_{n-1}}{(dP_{os}/d\alpha_e)_{n-1}} \quad (A 3.0.9)$$

$$\frac{dP_{os}}{d\alpha_e} = \frac{2}{\pi \varrho} \left(v_{cm} \frac{dv_i}{d\alpha_e} + v_i \frac{dv_{cm}}{d\alpha_e} \right) \quad (A 3.0.10)$$

$$\frac{dv_{cm}}{d\alpha_e} = \frac{1 - \cos \alpha_e}{4 \sin^2 \alpha_e} D \quad (A 3.0.11)$$

$$\frac{dv_i}{d\alpha_e} = \frac{1 + \cos \alpha_e}{4 \sin^2 \alpha_e} D \quad (A 3.0.12)$$

$$D = (\sin \alpha_e - \alpha_e \cos \alpha_e) \sin(\alpha + \alpha_e) + \alpha_e \sin \alpha_e \cos(\alpha + \alpha_e) \quad (A 3.0.13)$$

n az n-edik iterációs lépés indexe. $\alpha=0$ esetben v_i és V_{cm} meghatározási módját a 3.5 pont tárgyalja.

$\varrho \neq 1$ eset. Az előző sorrendben felsoroljuk azokat a képleteket, amelyek eltérnek az $\varrho=1$ esetben megadottaktól. A származtatás módja ugyanaz. (3.3.13)-ből

$$a = V_{cm} + v_i = \frac{D_1}{\sin \varrho \alpha_e} \left[\cos(\alpha + \alpha_e) - \cos \alpha \cos \varrho \alpha_e + \varrho \sin \alpha \sin \varrho \alpha_e \right] \quad (A 3.0.1 a)$$

$$b = V_{cm} - v_i = -D_1 \varrho \sin(\alpha + \alpha_e) + D_1 [\cos \alpha \sin \varrho \alpha_e + \varrho \sin \alpha \cos \varrho \alpha_e] - a \cos \varrho \alpha_e \quad (A 3.0.2 a)$$

$$V_{cm} = \frac{D_1}{2} \left\{ \left[\cos(\alpha + \alpha_e) - \cos \alpha \cos \varrho \alpha_e \right] \operatorname{tg} \frac{\varrho \alpha_e}{2} + \varrho \sin \alpha - \varrho \sin(\alpha + \alpha_e) + \cos \alpha \sin \varrho \alpha_e \right\} \quad (A 3.0.5 a)$$

$$v_i = \frac{D_1}{2} \left\{ \left[\cos(\alpha + \alpha_e) - \cos \alpha \cos \varrho \alpha_e \right] \cotg \frac{\varrho \alpha_e}{2} + \varrho \sin \alpha + \varrho \sin(\alpha + \alpha_e) - \cos \alpha \sin \varrho \alpha_e \right\} \quad (A 3.0.6 a)$$

$$\begin{aligned} \frac{dV_{cm}}{d\alpha_e} = \frac{D_1}{2} \left\{ \left[\varrho \cos \alpha \sin \varrho \alpha_e - \sin(\alpha + \alpha_e) \right] \operatorname{tg} \frac{\varrho \alpha_e}{2} + \right. \\ \left. + \left[\cos(\alpha + \alpha_e) - \cos \alpha \cos \varrho \alpha_e \right] \frac{\varrho/2}{\cos^2(\frac{1}{2} \varrho \alpha_e)} - \right. \\ \left. - \left[\varrho \cos(\alpha + \alpha_e) - \varrho \cos \alpha \cos \varrho \alpha_e \right] \right\} \quad (A 3.0.11 a) \end{aligned}$$

$$\frac{dv_1}{d\alpha_e} = \frac{D_1}{2} \left\{ \left[\varrho \cos \alpha \sin \varrho \alpha_e - \sin(\alpha + \alpha_e) \right] \cotg \frac{\varrho \alpha_e}{2} - \right. \\ \left. - [\cos(\alpha + \alpha_e) - \cos \alpha \cos \varrho \alpha_e] \frac{(\varrho/2)}{\sin^2(\frac{1}{2} \varrho \alpha_e)} + \right. \\ \left. + \varrho \cos(\alpha + \alpha_e) - \varrho \cos \alpha \cos \varrho \alpha_e \right\} \quad (\text{A 3.0.12 a})$$

A $\tg \alpha = \cotg (\pi/2\varrho)$ gyújtásszögekre v_1 és V_{cm} meghatározási módját a 3.10 pont írja le.

3.1 Függelék

$$\underline{V_{cm} = 1 + v_1 \text{ és } V_{cm} = v_1 \text{ határgörbék}}$$

Határozzuk meg a $v_1 \sim \alpha$ és az $\alpha \sim \alpha_e$ sikon az 1. és 2. üzemmódokat elválasztó $V_{cm} = 1 + v_1$ határgörbét, továbbá a 2. és 3. üzemmódokat szétválasztó $V_{cm} = v_1$ határgörbét [$v_0 = \sin(t + \alpha)$].

$V_{cm} = 1 + v_1$ határgörbe:

A (3.3.6) egyenletből

$$P_0 = \frac{2}{\pi} \frac{1}{\varrho} v_1 (1 + v_1) \quad (\text{A 3.1.1})$$

Helyettesítsük ezt a (3.3.24) és a (3.3.19) egyenletbe

$$2v_1^2 + (1+M) v_1 = 0 \quad (\text{A 3.1.2})$$

$$(1-G_1)v_1^2 + (F-G_1)v_1 = 0 \quad (\text{A 3.1.3})$$

ahol

$$G_1 = \frac{2}{\pi} \frac{1}{\varrho P_0} G \quad (\text{A 3.1.4})$$

(A 3.1.2) és (A 3.1.3)-ból

$$v_1 = -\frac{1}{2}(1+M); \text{ ha } v_1 \neq 0 \quad (\text{A 3.1.5})$$

$$v_1 = \frac{F-G_1}{G_1-1}; \quad \text{ha } v_1 \neq 0 \quad (\text{A 3.1.6})$$

Az utolsó két egyenletből $\Omega = 1$ esetre

$$\sin \alpha = - \frac{\cos \alpha \sin^2 \alpha_e + 2 \sin \alpha_e}{\alpha_e + \sin \alpha_e \cos \alpha_e} \quad (\text{A } 3.1.7)$$

Ha $\Omega \neq 1$

$$\sin \alpha = \frac{\sin \Omega \alpha_e - D_1 \cos \alpha (1 - \cos \alpha_e \cos \Omega \alpha_e - \Omega \sin \alpha_e \sin \Omega \alpha_e)}{D_1 (\sin \alpha_e \cos \Omega \alpha_e - \Omega \cos \alpha_e \sin \Omega \alpha_e)} \quad (\text{A } 3.1.8)$$

Itt célszerű α_e -t felvenni és az ehhez tartozó α -t meghatározni. A két utolsó egyenlet közül akármelyik átírható

$$a_1 \sin \alpha + a_2 = a_3 \sqrt{1 - \sin^2 \alpha} \quad (\text{A } 3.1.9)$$

alakba, ahonnan

$$(a_1^2 + a_3^2) \sin^2 \alpha + 2a_1 a_2 \sin \alpha + a_2^2 - a_3^2 = 0 \quad (\text{A } 3.1.10)$$

másodfoku egyenlet adódik $\sin \alpha$ -ra. α és α_e ismeretében v_i és P_O az (A 3.1.1) és (A 3.1.5) egyenletekből már egyszerűen számítható.

$V_{cm} = v_i$ határgörbe:

A (3.3.6) egyenletből

$$P_O = \frac{2}{\pi} \frac{1}{\Omega} v_i^2 \quad (\text{A } 3.1.11)$$

Helyettesítsük ezt a (3.3.24) és (3.3.19) egyenletbe

$$2v_i^2 + Mv_i = 0 \quad (\text{A } 3.1.12)$$

$$(1 - G_1)v_i^2 + Fv_i = 0 \quad (\text{A } 3.1.13)$$

ahonnan

$$v_i = -M/2; \text{ ha } v_i \neq 0 \quad (\text{A } 3.1.14)$$

$$v_i = \frac{F}{G_1 - 1}; \text{ ha } v_i \neq 0 \quad (\text{A } 3.1.15)$$

Az utolsó két egyenletből $\Omega = 1$ esetre

$$\tan \alpha = - \frac{\sin^2 \alpha_e}{\alpha_e + \sin \alpha_e \cos \alpha_e} \quad (\text{A } 3.1.16)$$

és $\Omega \neq 1$ esetre

$$\tan \alpha = \frac{1 - \Omega \sin \alpha_e \sin \Omega \alpha_e - \cos \alpha_e \cos \Omega \alpha_e}{\Omega \cos \alpha_e \sin \Omega \alpha_e - \sin \alpha_e \cos \Omega \alpha_e} \quad (\text{A } 3.1.17)$$

α_e felvétele után α , P_O és v_i közvetlenül számítható.

3.2 Függelék

$\alpha_{e2}, \alpha_{e3}, \alpha_{e1}$ határgörbék

Állapítsuk meg a $v_1 \sim \alpha$ és az $\alpha_e \sim \alpha$ síkon az α_{e2}, α_{e3} és α_{e1} határgörbék leíró egyenleteket [$v_0 = \sin(t + \alpha)$].

α_{e2} határgörbe:

E határgörbe mentén az i_{ol} áram éppen zérus érintővel alszik ki, tehát teljesülnek az $i_{ol}(\alpha_{e2}) = 0$ és $v_L(\alpha_{e2}) = 0$ egyenletek. (3.3.13)-ból ($\Omega \neq 1$)

$$i_{ol}(\alpha_{e2}) = -D_1 \cos(\alpha_{e2} + \alpha) + D_1 [\cos \alpha \cos \Omega \alpha_{e2} - \Omega \sin \alpha \sin \Omega \alpha_{e2}] - v_{cb}(0) \sin \Omega \alpha_{e2} = 0 \quad (A 3.2.1)$$

(3.3.27)-ből ($\Omega \neq 1$)

$$v_L(\alpha_{e2}) = \frac{D_1}{\Omega} \sin(\alpha_{e2} + \alpha) - D_1 [\cos \alpha \sin \Omega \alpha_{e2} + \Omega \sin \alpha \cos \Omega \alpha_{e2}] - v_{cb}(0) \cos \Omega \alpha_{e2} = 0 \quad (A 3.2.2)$$

Küszöböljük ki $v_{cb}(0)$ -t a fenti két egyenletből. Átrendezés után

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{\Omega \cos \alpha_{e2} \cos \Omega \alpha_{e2} + \sin \alpha_{e2} \sin \Omega \alpha_{e2} - \Omega}{\Omega \sin \alpha_{e2} \cos \Omega \alpha_{e2} - \cos \alpha_{e2} \sin \Omega \alpha_{e2}} \quad (A 3.2.3)$$

Második lépésben küszöböljük ki a (3.3.19) és a (3.3.24) egyenletekből P_0 -t. Az eredmény

$$v_1 = - \frac{F(\alpha_{e2}) + G_1(\alpha_{e2}) M(\alpha_{e2})}{1 + G_1(\alpha_{e2})} \quad (A 3.2.4)$$

ahol

$$G_1(\alpha_{e2}) = \frac{1 + \cos \Omega \alpha_{e2}}{1 - \cos \Omega \alpha_{e2}} \quad (A 3.2.5)$$

α_{e2} -t felvéve (A 3.2.3)-és (A 3.2.4)-ből α és v_1 kiszámítható. Ezek ismeretében a (3.3.24)-ből P_0 is meghatározható.

$\Omega = 1$ esetében a (3.3.15)-ből

$$i_{ol}(\alpha_{e2}) = -0.5 [\sin \alpha \sin \alpha_{e2} + \alpha_{e2} \sin(\alpha + \alpha_{e2})] - v_{cb}(0) \sin \alpha_{e2} = 0 \quad (A 3.2.6)$$

és (3.3.28)-ból

$$v_L(\alpha_{e2}) = -0.5[\sin\alpha\cos\alpha_{e2} + \sin(\alpha_{e2} + \alpha) + \alpha_{e2}\cos(\alpha + \alpha_{e2})] - v_{cb}(0)\cos\alpha_{e2} = 0 \quad (\text{A } 3.2.7)$$

Most az utolsó két egyenletből $v_{cb}(0)$ kiküszöbölése után

$$\operatorname{tg}\alpha = \frac{\sin^2\alpha_{e2}}{\alpha_{e2} - \sin\alpha_{e2}\cos\alpha_{e2}} \quad (\text{A } 3.2.8)$$

Összefüggés adódik. α_{e2} felvétele után a számítás menete ugyanaz, mint az $Q \neq 1$ -re, arra kell csak ügyelni, hogy az (A 3.2.4) és a (3.3.24) képletekben az $Q=1$ -re érvényes kifejezésekkel dolgozzunk.

α_{e3} határgörbe:

E határgörbe mentén az $i_{o1}(t)$ áramnak három szélső értéke van, két maximuma és egy minimuma, mégpedig úgy, hogy a minimum helyén $i_{o1}(t)$ éppen érinti a t tengelyt. A határgörbe számítását csak az $Q \neq 1$ esetre mutatjuk be. Az $Q=1$ esetre a számítás menete ugyanez marad.

Jelöljük az áramgörbe minimumának a helyét a t tengelyen α_{ee} -vel. Minthogy az $i_{o1}(\alpha_{ee})=0$ és $v_L(\alpha_{ee})=0$ egyenletek most is fennállnak, (A 3.2.1)...(A 3.2.3) egyenletek is érvényben maradnak mindössze megkülönböztetés végett α_{e2} helyébe α_{ee} -t kell helyettesíteni. α_{ee} -t felvéve α (A 3.2.3)-ból közvetlenül számítható. Ezután akár (A 3.2.1)-ből, akár (A 3.2.2)-ből kiszámítható $v_{cb}(0) = -(v_i + v_{cm})$ értéke, amely pl. (A 3.2.1)-ből

$$v_{cb}(0) = \frac{D_1}{\sin Q \alpha_{ee}} [\cos\alpha\cos Q \alpha_{ee} - \cos(\alpha + \alpha_{ee}) - Q \sin\alpha\sin Q \alpha_{ee}] \quad (\text{A } 3.2.9)$$

$v_{cb}(0)$ birtokában már egyértelműen ismert az $i_{o1}(t)$ áram időfüggvény [ld. (3.3.13) egyenletet] és pl. Newton iterációs módszerrel meghatározható az áram α_{e3} kialakítási szöge. (A 3.2.4) alapján a bemenő feszültség

$$v_i = - \frac{F(\alpha_{e3}) + G_1(\alpha_{e3})M(\alpha_{e3})}{1 + G_1(\alpha_{e3})} \quad (\text{A } 3.2.10)$$

A P_o kimenő teljesítmény (3.3.24)-ből számítható ki.

α_{e1} határgörbe:

A határgörbe mentén az i_{o1} áramnak egy szélsőértéke és egy inflexióspontja van. Jelöljük $t=\alpha_1$ -vel azt az időpontot, amelyre az i_{o1} áramgörbe inflexióspontja esik.

$\Omega \neq 1$ eset: (3.3.13)-ből

$$\left(\frac{d^2 i_{ol}}{dt^2} \right)_{t=\alpha_1} = 0 = D_1 [\cos(\alpha + \alpha_1) - \Omega^2 \cos \alpha \cos \Omega \alpha_1 + \Omega^3 \sin \alpha \sin \Omega \alpha_1] + \Omega^2 v_{cb}(0) \sin \Omega \alpha_1 \quad (A 3.2.11)$$

Az inflexió pontban a $(v_i - v_c)$ eltolt kondenzátor feszültség görbe éppen érinti a v_o kimenő feszültség görbét, vagyis

$$v_L(\alpha_1) = 0 = D_1 \left[\frac{1}{\Omega} \sin(\alpha_1 + \alpha) - \cos \alpha \sin \Omega \alpha_1 - \Omega \sin \alpha \cos \Omega \alpha_1 \right] - v_{cb}(0) \cos \Omega \alpha_1 \quad (A 3.2.12)$$

Az utolsó két egyenletből

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{\Omega \sin \alpha_1 \sin \Omega \alpha_1 + \cos \alpha_1 \cos \Omega \alpha_1 - \Omega^2}{\sin \alpha_1 \cos \Omega \alpha_1 - \Omega \cos \alpha_1 \sin \Omega \alpha_1} \quad (A 3.2.13)$$

α_1 -t felvéve az utolsó egyenletből α és ezzel akár (A 3.2.11)-ből, akár (A 3.2.12)-ből $v_{cb}(0)$ már kiszámítható. α és $v_{cb}(0)$ már egyértelműen meghatározóak $i_{ol}(t)$ -t, [ld. (3.3.13) egyenletet], s ezért $i_{ol}(t)$ egyenletéből az áram α_{ei} kialakási szöge pl. Newton iterációval már megállapítható. v_i -t (A 3.2.4) egyenletből számíthatjuk ki, de most α_{e2} helyett α_{ei} -t kell behelyettesíteni. Végül pedig (3.3.24)-ből P_o is kiadódik.

$\Omega = 1$ esetében (3.3.28)-ból

$$\left(\frac{d^2 i_{ol}}{dt^2} \right)_{t=\alpha_1} = 0 = \frac{1}{2} \sin \alpha \sin \alpha_1 - \cos(\alpha + \alpha_1) + \frac{\alpha_1}{2} \sin(\alpha + \alpha_1) + v_{cb}(0) \sin \alpha_1 \quad (A 3.2.14)$$

és

$$v_L(\alpha_1) = 0 = -0.5 [\sin \alpha \cos \alpha_1 + \sin(\alpha + \alpha_1) + \alpha_1 \cos(\alpha + \alpha_1)] - v_{cb}(0) \cos \alpha_1 \quad (A 3.2.15)$$

Az utolsó két egyenletből

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{1 + \cos^2 \alpha_1}{\alpha_1 + \sin \alpha_1 \cos \alpha_1} \quad (A 3.2.16)$$

A számítás hátra lévő része ugyanugy végezhető el, mint az $\Omega \neq 1$ esetben.

3.3 Függelék

$P_O=0$ és $P_O=\infty$ határgörbék

$P_O=0$ határgörbe: Határozzuk meg zérus hatásos teljesítmény mellett az α gyújtásszög és az α_e áramvezetési szög, továbbá α és a V_{cm} kondenzátor feszültség amplitudó, ill. v_i bemenő feszültség közötti kapcsolatot [$v_O = V_{om} \sin(t+\alpha) = \sin(t+\alpha)$].

A keresett $\alpha(\alpha_e)$ összefüggés a

$$P_O = \int_0^{\alpha_e} i_{o1}(t) v_O(t) dt = 0 \quad (A 3.3.1)$$

képletből leszámaztatható ugyan, de különösen az $\Omega \neq 1$ esetben ez az út meglehetősen hosszadalmas számítást igényel.

A $P_O = (2/\pi \Omega) v_i V_{cm}$ kifejezés szerint [ld. (3.3.6) képletet] a $P_O=0$ egyenlet teljesülhet akár a $v_i=0; V_{cm} \neq 0$ esetben, akár ennek a fordítottjában. Foglalkozzunk először az első esettel.

A zérus hatásos teljesítmény most úgy adódik ki, hogy az i_{o1} áramnak nincsen hatásos összetevője, de közvetlenül a tirisztor gyújtása után folyik egy i_{o1} áramimpulzus, amely a C_s kondenzátor feszültségét megváltoztatja, $V_{cm} \neq 0$. $P_O=0$ csak úgy teljesülhet, ha $v_i=0$. A matematikai vizsgálatnál induljunk ki a (3.3.19) és a (3.3.24) összefüggésekből, ill. ezek különbségéből:

$$(F-M) = \frac{\pi}{2} \Omega \frac{P_O}{v_i} \frac{2}{1 - \cos \Omega \alpha_e} \quad (A 3.3.2)$$

Miközben P_O és v_i zérushoz tartanak $(\pi/2)\Omega$ -val szorzott hányadosuk változatlanul V_{cm} marad:

$$V_{cm} = \frac{\pi}{2} \Omega \frac{P_O}{v_i} \quad (A 3.3.3)$$

Osszuk el a (3.3.24) egyenletet v_i -vel és vegyük figyelembe (A 3.3.3)-at és $v_i=0$ értéket

$$V_{cm} = -M \quad (A 3.3.4)$$

Az utolsó három egyenletből

$$F(1 - \cos \Omega \alpha_e) + M(1 + \cos \Omega \alpha_e) = 0 \quad (A 3.3.5)$$

$\Omega = 1$ esetben helyettesítsük (3.3.22)-öt és (3.3.26)-ot (A 3.3.5) egyenletbe. Egyszerű trigonometriai egyenletrendezés után

$$\operatorname{tg} \alpha = - \frac{\sin \alpha_e}{1 + \cos \alpha_e} = - \operatorname{tg} \frac{\alpha_e}{2} \quad (\text{A } 3.3.6)$$

eredményre jutunk. Az $\alpha_e = -2\alpha$ összefüggést v_1 -nek az (A 3.0.6) alatt felírt képletébe helyettesítve is bizonyítható a $v_1 = 0$ egyenlőség teljesülése.

$\Omega \neq 1$ esetén a (3.3.20) és a (3.3.25) egyenleteket kell az (A 3.3.5) összefüggésbe helyettesíteni. Most megfelelő átrendezések után

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{(1 - \cos \alpha_e)(1 + \cos \Omega \alpha_e) - \Omega \sin \alpha_e \sin \Omega \alpha_e}{\Omega \sin \Omega \alpha_e (1 + \cos \alpha_e) - \sin \alpha_e (1 + \cos \Omega \alpha_e)}$$

kifejezést kapjuk. Osszuk el a számlálót és a nevezőt $(1 + \cos \alpha_e)(1 + \cos \Omega \alpha_e)$ -vel

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{\frac{1 - \cos \alpha_e}{1 + \cos \alpha_e} - \Omega \frac{\sin \alpha_e}{1 + \cos \alpha_e} \frac{\sin \Omega \alpha_e}{1 + \cos \Omega \alpha_e}}{\Omega \frac{\sin \Omega \alpha_e}{1 + \cos \Omega \alpha_e} - \frac{\sin \alpha_e}{1 + \cos \alpha_e}} = \frac{\operatorname{tg}^2 \frac{\alpha_e}{2} - \Omega \operatorname{tg} \frac{\alpha_e}{2} \operatorname{tg} \Omega \frac{\alpha_e}{2}}{\Omega \operatorname{tg} \Omega \frac{\alpha_e}{2} - \operatorname{tg} \frac{\alpha_e}{2}}$$

és innen

$$\operatorname{tg} \alpha = - \operatorname{tg} \frac{\alpha_e}{2} \quad (\text{A } 3.3.7)$$

α és α_e közötti kapcsolatra most is ugyanaz a kifejezés adódik, mint az $\Omega = 1$ esetben. ($\alpha_e = -2\alpha$) -t v_1 (A 3.0.6 a) alatti képletébe helyettesítve $v_1 = 0$ adódik ki. α és α_e ismeretében V_{cm} az (A 3.3.4) képletből számítható.

Térjünk át a $v_1 \neq 0$ és a $V_{cm} = 0$ "üzemmód" vizsgálatára. Ez azokban az esetekben következhet be, amelyekben a tirisztor gyújtás időpontjában a v_o kimenő feszültség pillanatértéke nagyobb, mint v_1 és $V_{cm} = 0$. A tirisztor nem tud begyűjtani, áramimpulzus nem alakul ki, vagyis

$$\alpha_e = 0 \quad (\text{A } 3.3.7 \text{ a})$$

Határesetben a tirisztor gyújtás időpontjában ($t=0$)

$$v_1 = v_o = \sin \alpha \quad (\text{A } 3.3.7 \text{ b})$$

$\Omega = 1$ esetben $V_{cm} = 0$ és $v_1 = \sin \alpha$ összefüggésekre jutunk akkor is, ha V_{cm} ill. v_1 (A 3.0.5) ill. (A 3.0.6) alatti képleteibe $\alpha_e = 0$ -t helyettesítünk.

$\Omega \neq 1$ esetben is ugyanezek az összefüggések adódnak ki az (A 3.0.5 a) ill. (A 3.0.6 a) kifejezésekből. Az utóbbit külön meg is mutatjuk. Kis α_e -re

$$\frac{2}{D_1} v_1 \cong (\cos \alpha \cos \alpha_e - \sin \alpha \sin \alpha_e - \cos \alpha \cos \Omega \alpha_e) \frac{2}{\Omega \alpha_e} + 2 \Omega \sin \alpha \cong$$

$$\cong \left[\frac{(\Omega \alpha_e)^2}{2} - \frac{\alpha_e^2}{2} \right] \frac{2 \cos \alpha}{\Omega \alpha_e} + \left(2\Omega - \frac{2}{\Omega} \frac{\sin \alpha_e}{\alpha_e} \right) \sin \alpha$$

ahol felhasználtuk a $\cotg \frac{\alpha_e}{2} \cong \frac{2}{\Omega \alpha_e}$ közelítést.

$\alpha_e \rightarrow 0$ esetben a $v_i = \sin \alpha$ egyenlőségre jutunk. [Ugyanezt az eredményt kapjuk a (3.3.27) alatti $v_L(0) = 0$ egyenletből is.]

$P_0 = \infty$ határgörbe: Határozzuk meg végtelen nagy hatásos teljesítmény esetére az α gyűjtásszög és az α_e vezetési szög, továbbá az α és a v_i bemenő feszültség közötti kapcsolatot. [$v_0 = \sin(t + \alpha)$].

Miközben P_0 végtelenhez tart, V_{om} állandósága miatt i_{ol} áram amplitúdója és ezért V_{cm} is, minden határon túl nő. Az i_{ol} áram (3.3.13) és (3.3.15) alatti kifejezésében a v_0 kimenő feszültség által létesített áramkomponensek elhanyagolhatókká válnak a V_{cm} kezdeti kondenzátor feszültség által létrehozott áramkomponenshez képest és ezért, ha $P_0 \rightarrow \infty$

$$i_{ol}(t) \cong -v_{cb}(0) \sin \Omega t \quad (A 3.3.8)$$

vagyis az áramimpulzus szinusz alakú. Következésképpen tetszőleges gyűjtásszög esetén, ha $P = \infty$

$$\alpha_e = \pi / \Omega \quad (A 3.3.9)$$

Minthogy a $P_0 = \infty$ határesetre az i_{ol} áram amplitúdó is végtelen nagy lesz, a v_i bemenő feszültség véges mennyiség maradhat. v_i nagyságának a meghatározása céljából helyettesítsük (3.3.24)-ből $(\pi/2)\Omega P_0$ értékét (3.3.19)-be

$$v_i^2 + Fv_i + \frac{1 + \cos \Omega \alpha_e}{1 - \cos \Omega \alpha_e} (v_i^2 + Mv_i) = 0$$

innen

$$v_i = -\frac{1}{2} [(1 - \cos \Omega \alpha_e)F + (1 + \cos \Omega \alpha_e)M] \quad (A 3.3.10)$$

$\Omega = 1$ esetre helyettesítsük be F és M értékét a (3.3.22) és a (3.3.26)-ból és vegyük figyelembe (A 3.3.9)-et is

$$v_i = -\frac{1}{2} \left[-\frac{\pi}{2} \cos \alpha - \frac{1 + \cos \alpha_e}{\sin \alpha_e} \frac{\alpha_e \sin(\alpha + \alpha_e)}{2} \right]$$

$$\text{Mivel } \tg \frac{\alpha_e}{2} = \sin \alpha_e / (1 + \cos \alpha_e) \rightarrow \infty$$

$$v_i = \frac{\pi}{4} \cos \alpha \quad (A 3.3.11)$$

$\Omega \neq 1$ esetre helyettesítsük be (A 3.3.10)-be F és M értékét (3.3.20) és (3.3.25)-ből és ismét vegyük figyelembe (A 3.3.9)-et.

Most is kihasználva a $\operatorname{tg}(\varrho\alpha_e/2) = \sin\varrho\alpha_e / (1 + \cos\varrho\alpha_e) \rightarrow \infty$ és az $(1 + \cos\varrho\alpha_e) = 0$ összefüggéseket, a végeredmény

$$v_i = \frac{1}{2} \frac{\varrho^2}{\varrho^2 - 1} \left\{ \sin\alpha [1 + \cos(\pi/\varrho)] + \cos\alpha \sin(\pi/\varrho) \right\} \quad (\text{A } 3.3.12)$$

Az utolsó $v_i(\alpha)$ egyenletnek maximuma van a

$$\operatorname{tg}\alpha = \cotg(\pi/2\varrho) \quad (\text{A } 3.3.13)$$

nagyságu α szögre.

3.4 Függelék

Kiegészítés a 3.9 -es ponthoz

Határozzuk meg V_{cm} , v_i és R változók α_e és α szerinti deriváltját az α_{e2} és az α_{e3} határgörbék mentén, ill. a kritikus munkapontban.

A teljes α_{e2} határgörbe mentén és így a kritikus munkapontban is

$$\frac{dV_{cm}}{d\alpha_e} = 0; \quad \frac{dv_i}{d\alpha_e} = 0 \text{ és } \frac{dR}{d\alpha_e} = 0 \quad (\text{A } 3.4.1)$$

Ezt könnyű bebizonyítani, hiszen α_{e2} mentén $i_{ol}(\alpha_{e2}) = 0$ és $v_L(\alpha_{e2}) = 0$, amikből [ld. (3.3.15) és (3.3.28) egyenleteket]

$$D = (\sin\alpha_e - \alpha_e \cos\alpha_e) \sin(\alpha + \alpha_e) + \alpha_e \sin\alpha_e \cos(\alpha + \alpha_e) = 0. \quad (\text{A } 3.4.1 \text{ a})$$

Ezt $dV_{cm}/d\alpha_e$, ill. $dv_i/d\alpha_e$ deriváltak (A 3.0.11), ill. (A 3.0.12) alatti kifejezésébe helyettesítve (A 3.4.1) alatti első két deriváltra zérus adódik ki és ezzel (3.10.3) miatt $dR/d\alpha = 0$ egyenlőségnek is teljesülnie kell.

V_{cm} és v_i feszültség, továbbá az $R = (0.5\alpha_e / \sin\alpha_e) \sin(\alpha + \alpha_e)$ kifejezésének α szerinti deriváltja

$$\frac{dV_{cm}}{d\alpha} = \frac{1}{4} \left\{ \frac{\cos(\alpha + \alpha_e)}{\sin\alpha_e} [\alpha_e (1 - \cos\alpha_e) - \sin\alpha_e] + \cos\alpha - \alpha_e \sin(\alpha + \alpha_e) \right\} \quad (\text{A } 3.4.2)$$

$$\frac{dv_i}{d\alpha} = \frac{1}{4} \left\{ \frac{\cos(\alpha + \alpha_e)}{\sin\alpha_e} [\sin\alpha_e + \alpha_e (1 + \cos\alpha_e)] + \cos\alpha + \alpha_e \sin(\alpha + \alpha_e) \right\} \quad (\text{A } 3.4.3)$$

$$\frac{dR}{d\alpha} = \frac{\alpha_e}{2\sin\alpha_e} \cos(\alpha + \alpha_e) \quad (\text{A } 3.4.4)$$

A kritikus munkapontban

$$\frac{dV_{cm}}{d\alpha} = \frac{1}{4} (\cos\alpha + \alpha_e) = 1.364 \quad (\text{A } 3.4.5)$$

$$\frac{dv_i}{d\alpha} = \frac{1}{4}(\cos\alpha - \alpha_e) = -0.876 \quad (\text{A } 3.4.6)$$

$$\frac{dR}{d\alpha} = 0 \quad (\text{A } 3.4.7)$$

V_{cm} , v_i és R mennyiség α_e és α szerinti differenciálhányadosának a számértékei az α_{e2} , ill. α_{e3} határgörbe mentén egyszerű algoritmussal kiszámíthatók. α_{e2} , ill. α_{ee} szögeket előírva az α gyújtásszöget (A 3.2.8)-ból kaphatjuk meg. α_{e2} és α ismeretében az α_{e3} határgörbe menti deriváltak közvetlenül számíthatók. Az α_{e3} határgörbe menti deriváltak meghatározásához azonban először még α_{e3} ismerete szükséges. Ebből a célból első lépésben az (A 3.2.9) képletnek az $q=1$ -re érvényes alakjából kiszámítjuk $v_{cb}(0)$ -t, majd α , α_{ee} és $v_{cb}(0)$ birtokában α_{e3} -at az $i_{ol}(\alpha_{e3}) = 0$ transzcendens egyenletnek pl. Newton iterációval való megoldásából határozzuk meg. α és α_{e3} ismeretében a deriváltak az α_{e3} határgörbe mentén már számíthatók.

4.1 Függelék

Összefüggések a terhelőkör alapharmonikus mennyiségei között

A (4.1.5) összefüggés felírható a következő alakban is

$$\bar{P}_O = i_O [\operatorname{Re} \cos \beta + \operatorname{Im} \sin \beta + j (\operatorname{Im} \cos \beta - \operatorname{Re} \sin \beta)] \quad (\text{A } 4.1.1)$$

ahol $\operatorname{Re} = \operatorname{Re}(\bar{v}_{O1}) = -\frac{v_O}{2\omega}(1-2\omega^2)$ és $\operatorname{Im} = \operatorname{Im}(\bar{v}_{O1}) = -\frac{v_O}{\omega} \xi_p$. Innen

$$\beta = \arctg \frac{\operatorname{Im} P_O - \operatorname{Re} Q_O}{\operatorname{Re} P_O + \operatorname{Im} Q_O} \quad (\text{A } 4.1.2)$$

(4.1.3)-ből

$$i_O = \sqrt{\left(\frac{2P_O}{v_O}\right)^2 + 4\left(\frac{C_p}{C_s \Omega} v_O \frac{1-\omega^2}{\omega}\right)^2} \quad (\text{A } 4.1.3)$$

és

$$\beta = \arctg \left(\frac{C_p}{\Omega C_s} \frac{v_O^2}{P_O} \frac{\omega^2 - 1}{\omega} \right) \quad (\text{A } 4.1.4)$$

Az utolsó két egyenletből

$$i_O = \frac{2P_O}{v_O \cos \beta} \quad (\text{A } 4.1.5)$$

Könnyű igazolni, hogy az (A 4.1.2) és (A 4.1.4) egyenletek azonosak. (A 4.1.4) és (A 4.1.9) összefüggésekből

$$\omega = \xi_p \operatorname{tg} \beta + \sqrt{(\xi_p \operatorname{tg} \beta)^2 + 1} \quad (\text{A } 4.1.6)$$

Irjuk még fel (4.1.1) - (4.1.3)-ból a \bar{v}_{O1} és \bar{v}_{O0} vektorok abszolút értékét és v_O -hoz viszonyított fázisszögét is

$$v_{O1} = \frac{v_O}{2\omega^2} \sqrt{(1-2\omega^2)^2 + \left(\omega \frac{C_s}{C_p} \Omega \frac{P_O}{v_O^2}\right)^2} \quad (\text{A } 4.1.7)$$

$$\psi_{O1} = \arctg \left(\frac{\omega \frac{C_s}{C_p} \Omega \frac{P_O}{v_O^2}}{1-2\omega^2} \right) - k\pi \quad (\text{A } 4.1.8)$$

ahol $k=0$, ha $\omega > 1/\sqrt{2}$ és $k=1$, ha $\omega < 1/\sqrt{2}$.

$$v_{O0} = \frac{v_O}{2\omega^2} \sqrt{1 + \left(\omega \frac{C_s}{C_p} \Omega \frac{P_O}{v_O^2}\right)^2} \quad (\text{A } 4.1.9)$$

$$\psi_{oo} = \arctg \left(\omega \frac{C_s}{C_p} R \frac{P_o}{v_o^2} \right) \quad (\text{A } 4.1.10)$$

4.2 Függelék

Összefüggések a feszültségosztás nélküli terhelőkörre

A 4.1.1 ábra szerint, ha az i_o áram a B pont helyett a D pontba folyik be

$$\frac{v_o}{i_o} = \frac{C_s}{C_p} R \frac{s}{1 + 2\xi_p s + s^2} \quad (\text{A } 4.2.1)$$

Ezt a (4.1.3) egyenlettel összevetve látszik, hogy adott i_o áram esetében, most a v_o feszültség kétszer akkora, statikus és tranziens állapotban egyaránt. Ismét a $\bar{P}_o = \bar{v}_o i_o$ egyenletből ($v_o = 1/\sqrt{2}$) és (A 4.2.1)-ből

$$Q_o = \frac{1}{2} \frac{C_p}{C_s R} \frac{1 - \omega^2}{\omega} \quad (\text{A } 4.2.2)$$

és $\bar{P}_o = v_o i_o e^{-j\beta}$ -ből $\operatorname{tg} \beta = -\frac{Q_o}{P_o}$. Helyettesítsük be ide Q_o -t (A 4.2.2)-ből és fejezzük ki az eredményből ω -t

$$\omega = \frac{C_s}{C_p} R P_o \operatorname{tg} \beta + \sqrt{\left(\frac{C_s}{C_p} R P_o \operatorname{tg} \beta \right)^2 + 1} \quad (\text{A } 4.2.3)$$

vagy (3.3.4) figyelembevételével

$$\omega = \xi_p \operatorname{tg} \beta + \sqrt{(\xi_p \operatorname{tg} \beta)^2 + 1} \quad (\text{A } 4.2.4)$$

4.3 Függelék

Frekvenciaosztásos inverterkapcsolások összehasonlítása

Az 1.3.3 pont két, irodalomból ismert frekvenciaosztásos inverterkapcsolást mutatott be. Vessük össze ezeket néhány fontosabb szempont szerint az általunk javasolt 2.3.3 ábra megoldásával. A 2.4.1 ábra inverter kapcsolásával e helyen már nem foglalkozunk. Ugyanis a 2.4 és 2.5 pont már részletesen indokolta, hogy az általunk javasolt kapcsolat mind a beépítendő tirisztorteljesítmény, mind a C_s kondenzátor teljesítmény, mind pedig az L_s , L_i fojtótekercs teljesítménye szempontjából lényegesen előnyösebb, vesztesége kisebb, és ezeken kívül még egyszerűbb is, mint a 2.4.1 ábra kapcsolása.

Mind a három kapcsolatban 1:3-as frekvenciaosztást tételezünk fel és a terhelőkört egyformának vesszük. Az összehasonlításból a szűrőkört kirekesztjük, erről majd csak a Függelék végén szólnunk.

Foglalkozunk először a beépítendő tirisztorteljesítménnyel. Az 1.3.8 és a 2.4.2 ábrák összevetéséből kitűnik, hogy a két kapcsolásban az áram- és feszültség-hullámalakok azonosak, a tirisztorok áram és feszültség igénybevétele megegyezik, feltéve, hogy a kapcsolások beállítása ugyanaz (ϱ és α ugyanaz) és a terhelés is azonos. Ebből az is következik, hogy a 2.3.3 ábra kapcsolására kidolgozott elméleti eredmények a 2.4.1 ábra kapcsolásán kívül értelemszerűen az 1.3.8 ábrán vázolt elrendezésre is alkalmazhatók.

Vessük ezek után össze az általunk javasolt kapcsolást az 1.3.9 ábraival. Tételizzük fel, hogy a javasolt kapcsolásban névleges állapotban $\alpha = 0$, $\varrho = 1$ és $V_{cm} = 1 + v_i$. (A terhelés csökkenésekor a gyújtásszög növelésével biztosítjuk $t_{off} > 2\pi$ teljesülését). A tirisztor maximális feszültsége (2.4.2, ill. 1.3.9

ábra) $V_{Tm}^{(j)} = 2(1 + v_i) = 2(1 + \frac{\pi}{4}) = 3,57$ és $V_{Tm}^{(i)} = 2V_{cm} = 2$, ahol a j, ill. i felső index a javasolt, ill. ismert kapcsolásra utal. Vegyük a javasolt kapcsolatban a kimenőáram alapharmonikus amplitudót névleges állapotban egységnyinek ($I_{oam}^{(j)} = 1$). Ugyanekkorának kell lenni az 1.3.9 ábrai kapcsolat négyszöghullámu kimenőárama esetén az áramalapharmonikus csúcserőértékének, $I_{oam}^{(i)}$ -nak is, feltéve, hogy a jó közelítéssel szinuszos kimenőfeszültség mind a két esetben ugyanakkora. A négyszög alaku áramalapharmonikus amplitudója $I_{oam}^{(i)} = \frac{4}{\pi} I_{om\Box}^{(i)} = 1$.

A beépített tirisztorteljesítmény kiszámítása céljából az $I_{om\Box}^{(i)}$ amplitudója, négyszög alaku áramot át kell számítani a tirisztor szempontjából egyenértékű $I_{ome}^{(i)}$ amplitudójú és ugyanolyan frekvenciájú szinusz alaku árammá: $I_{ome}^{(i)} = \gamma I_{om\Box}^{(i)}$, ahol γ az átszámítási tényező. γ értéke a tirisztor tipustól, a négyszög alaku áramimpulzus (f_i) ismétlődési frekvenciájától, a D.C. relatív impulzusszélességtől (duty cycle-től), a tirisztortörnk-hőmérséklettől, a bekapcsolási feszültségtől és a di/dt értéktől függ. Az egyenértékűséget úgy kell érteni, hogy adott tirisztorra, értelemszerűen egyező feltételek mellett, I_{ome} és $I_{om\Box}$ is határérték. Határozzuk meg példaképpen γ értékét egy adott esetre. Alkalmazzunk General Electric C158, vagy C159 típusu gyors tirisztort. Legyen $f_i = 1,33$ kHz, ami az 1.3.9 ábra kapcsolásában 4 kHz-es kimenőfrekvenciának felel meg. Minthogy a vizsgált kapcsolatban egy tirisztor a teljes periódusidőnek csak a hatodában vezet áramot: D.C. = 16,6 %. $di/dt = 25$ A/ μ s-mal számolva a megengedhető négyszöghullám alaku áramimpulzus-amplitudó a katalógusból $I_{om\Box}^{(i)} = 150$ A, míg $I_{ome}^{(i)} = 260$ A. (Katalógus szám: 170.36 10/71. Ezt a két utóbbi adatot 65 °C-os tirisztorház-hőmérsékletre és 800 V-os bekapcsolási feszültségre vonatkozó görbékéből olvastuk ki.) γ értéke $= \frac{260}{150} \approx \sqrt{3}$.

Definiáljuk a P_T egyenértékű beépítendő tirisztorteljesítményt $P_T = n_T V_{Tm} * I_{ome}^{(i)}$ képlettel, ahol n_T a tirisztorok száma, $I_{ome}^{(i)}$ az egyenértékű szinuszos alaku áramimpulzus maximuma. A javasolt kapcsolatban $I_{ome}^{(j)} = 1$ és $P_T^{(j)} = 6 * 3,57 = 21,4$. Az 1.3.9 ábra kapcsolásában $I_{ome}^{(i)} = \gamma \pi/4$ és $P_T^{(i)} =$

$= 12 \cdot 2 \cdot \sqrt{3} \pi / 4 = 32,5$, vagyis $P_T^{(i)} / P_T^{(j)} = 1,52$. A beépítendő tirisztorteljesítmény az ismert kapcsolásban 52 %-kal nagyobb, mint a javasolt kapcsolásban.

Az utóbbi összehasonlítás és a γ tényező hitelének növelése érdekében még két számpéldát mutatunk be. Az elsőben látni fogjuk, hogy a 30 kW-os, 4 kHz-es inverter a javasolt kapcsolásban 6 db C158 típusu General Electric tirisztorral megvalósítható úgy, hogy a tirisztorok az igénybevehetőségük határa környékén dolgoznak.

A $P_o = 30$ kW-os inverter névleges kimenőfeszültsége a feszültségosztó kondenzátorok miatt $V_{oi} = 125V_{eff}$ és a névleges kimenőáramának az alapharmonikusa $I_{oa} = P_o / V_{oi} = 240 A_{eff}$ ($\beta_o = 0$) és innen $I_{ome} = \sqrt{2} I_{oa} = 340 A$ (ld. 2.6 pontot). (Hangsúlyozni szeretnénk, hogy ebben a pontban a javasolt kapcsolásban a feszültségosztó kondenzátorok jelenlétét csak a számpéldáknál vesszük figyelembe. Egyéb megfontolásainkban az inverterek v_o kimenőfeszültségét és a kimenőáramának az alapharmonikusát egyformának, a közöttük levő fázisshiftet zérusnak tételezzük fel.) A már említett katalógus szerint szinuszos áramimpulzusokra, $f_1 = 1333$ Hz-es ismétlődési frekvenciára és a 4 kHz-hez tartozó 125 μs -os áram folyási időre a 340 A áram csúcserőérték még éppen megengedhető, ha a tirisztortörnk-hőmérséklete 65 $^{\circ}C$ -nál nem nagyobb. Ugyancsak az említett katalógus szerint egy ilyen szinuszos áramimpulzus 0,15 W sec energiát disszipál a tirisztorban, vagyis a tirisztor teljes disszipált teljesítménye $P_D = 1330 \text{ Hz} \cdot 0,15 \text{ W sec} = 200 \text{ W}$. A réteg és a ház közötti maximális termikus ellenállás $R_{th} = 0,3 \text{ }^{\circ}C/W$, ezért a disszipált teljesítmény által a tirisztorban okozott hőlépcső $\Delta T = P_D R_{th} = 60 \text{ }^{\circ}C$. Ha a tirisztor külső hűtésével 65 $^{\circ}C$ -os ház hőmérsékletet biztosítunk, a réteg hőmérséklet éppen a megengedett 125 $^{\circ}C$ lesz.

A számításunkban biztonsági faktor is van, ugyanis a katalógus adatok 800 V-os kapcsolási feszültségre, 40 μs -os szabaddáválási időre, továbbá $dv/dt = 100V/\mu s$ értékre vonatkoztak. Ezzel szemben a kivitelezett kapcsolásban a kapcsolási feszültség csak $v_i + V_{cm} = 146 + 360 = 506 \text{ V}$, a szabaddáválási idő a 40 μs többszöröse, az 7.5.2 ábra oszcilloszkóp felvételéből $t_{off} = 280 \mu s$ és ugyanebből $dv/dt = 572V/80\mu s = 7,15V/\mu s$.

A beépítendő tirisztorteljesítménnyel kapcsolatban a második számpélda keretében a következő kérdésre adunk választ: Ha a C158 típusu General Electric gyors tirisztorokkal a javasolt frekvenciaosztós kapcsolás helyett az 1.3.3 ábra inverter kapcsolásával szeretnénk 30 kW-os kimenőteljesítményt előállítani, akkor a beépített tirisztor-típusteljesítmény a javasolt frekvenciaosztós kapcsoláshoz viszonyítva mekkora lenne? A katalógus görbéi négyzetes áramimpulzusokra csak 2500 Hz-es frekvenciáig mennek el, szemben a szinuszos

áramimpulzusokkal, amelyekre a határfrekvencia 10 000 Hz. Ezért az alábbi számítás 4 kHz helyett 2,5 kHz-es, 30 kW-os, 1.3.3 ábrai kapcsolású inverterre végezzük és ezt vetjük össze a 30 kW-os, 4 kHz-es frekvenciaosztásos inverterre vonatkozó korábbi eredményeinkkel.

A katalógus szerint az áramkör által biztosított szabaddáválási időnek 40 μ s-nak (vagy ennél nagyobb) kell lenni. Ez 2,5 kHz-en $t_{off} = (180^\circ/200 \mu s) * 40 \mu s = 36^\circ$. Azért, hogy az inverter kimenőfeszültség és a kimenőáram alapharmonikusa közötti β szöget a kommutációs idő ne növelje jelentős mértékben 36° fölé, di/dt értékre 100 A/ μ s-os nagy értéket választunk. Katalógus szerint 65 $^\circ$ C-os tirisztortönk-hőmérséklet esetén 65 A-es áram maximum engedhető meg négyszög alaku áramimpulzusokból. Ilyenkor áramimpulzusonként 0,07 Wsec energia disszipálódik átlagosan a tirisztorban. A tirisztor teljes disszipált teljesítménye $P_D = 2500 \text{ Hz} * 0,07 \text{ Wsec} = 175 \text{ W}$ és a tirisztorban fellépő hőlépcső $\Delta T = P_D R_{th} = 52,5 \text{ }^\circ\text{C}$.

Az 1.3.3 ábra kapcsolásában növeljük meg a v_o kimenőfeszültséget akkorára, hogy a tirisztorok feszültségigénybevétele megegyezzen a javasolt frekvenciaosztásos inverterbeni tirisztor feszültségigénybevétellel. Ez azt jelenti, hogy az 1.3.3 ábra kapcsolásában a $v_{oi} = 125 \text{ V}_{eff}$ érték helyett a $v_o = 2(1+v_i) 125 \text{ V}_{eff} = 2(1+\pi/4) 125 \text{ V}_{eff}$ értéket választjuk. Az I_{oam} kimenőáram alapharmonikusának az amplitúdója, az $I_{om\Box}$ négyszög alaku kimenőáram amplitúdója és a μ kommutálási idő az alábbi három képletből számítható ki:

$$P_o = \frac{v_o I_{oam}}{2} \cos(t_{off} + \frac{\mu}{2}); I_{om\Box} = \frac{\pi}{4} I_{oam}; \mu = I_{om\Box} / (di/dt).$$
 A számítás eredménye: $I_{oam} = 118,2 \text{ A}$, $I_{om\Box} = 92,8 \text{ A}$, $\mu = 0,928 \mu s = 0,835^\circ$.

Látszik, hogy két párhuzamos tirisztort kell alkalmazni, amelyek együtt $0,9 * 2 * 65 = 117 \text{ A}$ -es amplitúdóju, négyszög alaku áramot képesek még kapcsolni. (A 0,9-es tényezőt a párhuzamos kapcsolás miatt kellett bevezetnünk.) Az 1.3.3 ábra kapcsolásához tehát 8 db C158-os típusú tirisztor szükséges, de ekkor $117/92,8 = 1,26$ -szor nagyobb teljesítmény vehető ki belőle 2,5 kHz-en, mint 6 db C158-as tirisztorból felépülő javasolt frekvenciaosztásos kapcsolásból 4 kHz-en. Tehát az 1.3.3 ábrai kapcsolásban $8/(6*1,26) = 1,06$ -szor nagyobb tirisztorteljesítményt kell beépíteni 2,5 kHz-es frekvencián, mint a javasolt frekvenciaosztásos kapcsolásban, 4 kHz-es frekvencián, ugyanakkora kimenőteljesítményhez.

Ha a számítást nem 2,5 kHz-re, hanem 4 kHz-re végeztük volna kisebb t_{off} idejű, tehát drágább és nehezebben hozzáférhető tirisztorokkal és az összehasonlítás alapja nem a beépítendő tirisztorok teljesítménye, hanem költsége lett volna, akkor várhatóan azt az eredményt kaptuk volna, hogy a javasolt frekvenciaosztásos inverterbe beépítendő tirisztorok költsége jelentősen kisebb, mint az 1.3.3 ábrai kapcsolás tirisztorköltsége.

Tovább javulnak a viszonyok a frekvenciaosztásos inverter javára, ha figyelembe vesszük, hogy a javasolt frekvenciaosztásos kapcsolás 4 kHz-es kimenő-frekvenciára, inverter típusu tirisztorok helyett közönséges, hálózati frekvenciás tirisztorokkal is megvalósítható.

Az elmondottakból következik, hogy létezik egy olyan frekvenciahatár, amely felett, tirisztor technikai okok miatt, csak frekvenciaosztásos kapcsolásokkal valósítható meg a középfrekvenciás inverter. E frekvencia határ alatt van egy olyan frekvencia sáv, amelyen belül technikailag szóba jöhetnek a frekvenciaosztásos inverterek mellett a középfrekvenciás inverter alapkapsolások is, de gazdaságilag a frekvenciaosztásos inverterek még versenyképesek az egyszerűbb inverter alapkapsolásokkal.

Térjünk át a frekvenciaosztásos invertereknek a beépítendő kondenzátorteljesítmény szempontjából történő összehasonlítására. A terhelés C_p kondenzátora mind a három kapcsolásban ugyanaz és ezért a kondenzátorteljesítmények összehasonlítását csak a tirisztorok zárófeszültségét biztosító kondenzátorokra kell elvégezni. Ennél az összehasonlításnál feltesszük, hogy a javasolt kapcsolásban, a terhelés oldalon kondenzátoros feszültségosztást nem alkalmazunk és mind a három kapcsolásban a v_o kimenőfeszültség és a kimenőáram alapharmonikus névleges állapotban ugyanaz és a gyújtásszög zérus.

Az 1.3.8 ábra $(C_1/2) + (C_1/2) = C_1$ kondenzátorán átfolyó áram alakra és nagyságra - azonos beállításban és munkapontban - megegyezik a 2.3.3 ábrai C_s kondenzátoréval. Ezért a két kondenzátoron a feszültségváltozás ugyanaz, azaz az egy eltéréssel, hogy az 1.3.8 ábra kapcsolásában a kondenzátorfeszültség nem a zérus tengely, hanem a 2.4.1 ábra kapcsolásához hasonlóan a v_i feszültség körül leng. (ld. az 1.3.8 e és 2.4.2 a ábrákat). A beépítendő kondenzátorteljesítmény-igény az ismert kapcsolásban $[1+(v_i/V_{cm})]$ -szer nagyobb, mint a javasoltban. Ha $V_{cm} = 1+v_i$ és $v_i = \pi/4$, akkor $1+v_i/V_{cm} = (4+2\pi)/(4+\pi) \cong \sqrt{2}$, a beépítendő kondenzátorteljesítmény-igény $\sqrt{2}$ -szer akkora az ismert kapcsolásban, mint a javasoltban.

Az 1.3.9 ábra kapcsolásában első közelítésben úgy vesszük, mintha a kondenzátoron a négyszöghullámu áram alapharmonikusa folyna csak át és ez létesítene kondenzátoronként $V_{cm}=V_{om}=1$ amplitudóju kondenzátorfeszültség-lengést. Ebben a közelítésben a kondenzátorokon átfolyó áram megegyezik a javasolt kapcsolásbeli kondenzátorárammal. Míg azonban a javasolt kapcsolásban a kondenzátorfeszültség amplitudónak $V_{cm}^{(j)} = 1+v_i = 1+\pi/4$ nagyságúnak kell lennie, addig az ismert kapcsolásban a két soros kondenzátort (pl. C_{1A} -t és C_{1B} -t) egybe véve $V_{cm}^{(i)} = 2$, vagyis a beépítendő kondenzátorteljesítmény-igény az ismert kapcsolásban $2/(1+\pi/4) = 1,12$ -szer nagyobb, mint a javasoltban. Minthogy az ismert kapcsolásban négyszög alaku áramimpulzusok folynak át, amelyek felharmonikus tartalma nagyobb, mint a szinuszos áramimpulzusokénak, az ismert kap-

csolásban a kondenzátorok áramigénybevétele és vesztesége is nagyobb, mint a javasoltban.

A fojtótekercesek alapján az összehasonlítás egyszerű. Az 1.3.8 ábra kapcsolásában - a transzformátort nem tekintve - a beépítendő fojtótekercesek teljesítménye és induktivitása a javasoltéval megegyezik. Az 1.3.9 ábra kapcsolásában fojtótekercsre nincsen szükség, pontosabban mondva csak kommutálási célra kell fojtótekerceseket beépíteni, amelyek lényegesen kisebbek lehetnek, mint a javasolt kapcsolás esetén. Ez az 1.3.9 ábra kapcsolásának egyik előnye a javasolttal szemben, míg a másik előnye az, hogy itt szűrőkondenzátorokra sincsen szükség. Hasonlóképpen az 1.3.8 ábra kapcsolásában sem kell szűrőkondenzátorokat alkalmazni.

A választást a javasolt és az 1.3.8, ill. 1.3.9 ábra kapcsolása között műszaki és gazdasági szempontok alapján kell elvégezni. Az összehasonlítás során 30 kW-os, 4 kHz-es invertereket tartunk szem előtt. Foglalkozzunk először az 1.3.8 ábra kapcsolásával. A középfrekvenciás transzformátor rossz hatásfoka (kivitelől függően 75~95 %, Ir. [9] 167. oldal) jelentősen lerontja az egész inverter hatásfokát, növeli az üzemi költségeket, csakugy, mint a szükséges hűtővíz igényt. A javasolt kapcsolásban többletként jelentkező szűrőkondenzátor költsége szemben áll az ismert kapcsolás többlet költségeivel, nevezetesen a középfrekvenciás transzformátor és a 41 %-kal nagyobb teljesítményű középfrekvenciás kondenzátortelep költségtöbbletével.

A javasolt inverter kapcsolásban a szűrőkondenzátor-telep kétféle kivitelben készülhet. Az egyik kivitelben 100 db MBLP-1 típusú szovjet kondenzátort építünk be, amelynek ára 200 Ft/db, tehát összköltsége 20 kFt. Ezzel áll szemben részben a 30 kW-os, a középfrekvenciás kimenőtranszformátor költsége, amelyet konzervatív becsléssel, a különleges kivitel (vas test és tekercs vízhűtéses, különleges vasanyag és tekercselési mód) és egyedi gyártás ellenére a hasonló teljesítményű hálózati transzformátor árával egyenlőnek véve, 40 kFt-ra becsülünk. Másrészt többletként jelentkezik a 41 %-kal nagyobb tirisztor zárófeszültséget biztosító kondenzátorteljesítmény. 1972-es adataink szerint, ezeknek a vízhűtéses kondenzátoroknak a fajlagos ára 10 DM/kVAr. (DM = Nyugat-német Márka.) A javasolt kapcsolásban 222 kVAr a beépített soros kondenzátorteljesítmény (ld. 2.6 pontot). A 41 %-os többletteljesítmény ára 910 DM. Ugy fogható fel, hogy a 20 kFt-os szűrőkondenzátorok árát ez a 910 DM kondenzátor többletköltség kiegyenlíti, a középfrekvenciás transzformátor pedig ellentétel nélkül terheli az 1.3.8 ábra kapcsolását.

A főbb szempontok szerinti összehasonlítás alapján kijelenthető, hogy a javasolt kapcsolás műszakilag és gazdaságilag egyaránt kedvezőbb az 1.3.8 ábra megoldásánál.

Térjünk át az 1.3.9 ábra kapcsolása és a javasolt megoldás közötti választásra. A javasolt kapcsolás többlet-tételei: Szűrőkondenzátor-telep, ami - mint már az előbb is említettük - 20 kFt költségtöbbletet jelent. A soros fojtótekercek összköltsége kb. 10 kFt. A többletköltségek tehát összesen 30 kFt-ot tesznek ki.

Az 1.3.9 ábra kapcsolásában az ellentételek négy részből állnak: a. 52 %-os tirisztor többletteljesítmény, b. 12 %-kal nagyobb soros kondenzátorteljesítmény, c. 12 db kommutáló fojtótekerecs, d. 6 db inverter tirisztor-gyújtókör.

a. Az 52 %-os tirisztor többletteljesítmény mellett itt még figyelembe kell venni azt, hogy az 1.3.9 ábra kapcsolása a négyszög alaku áramimpulzusok és a nagy di/dt érték miatt csak gyors tirisztorokkal valósítható meg, míg a javasolt kapcsolásban közönséges hálózati tirisztorokat alkalmaztunk (2.6 pont). A Transzelektro által 1970-ben Budapesten kiadott szovjet félvezetők árjegyzéke szerint a TCS típusu 100 A-es, 1000 V-os, inverter tirisztor ára 135,72 Rubel/db, míg a T típusu 100 A-es, 1000 V-os közönséges hálózati tirisztoré 62,2 Rubel/db, vagyis az inverter típusu tirisztor kb. 2-szer drágább. A javasolt inverterkapcsolásba beépített 6 db T-150 típusu szovjet tirisztor ára 24 kFt, aminek 52 %-a kb. 12 kFt. Figyelembe véve az inverter típusu és a gyors tirisztorok ára közötti 2-es faktort az 1.3.9 ábra kapcsolásába többletként beépítendő tirisztor ára $2 * 12 = 24$ kFt.

b. A fentiekben közölt adatok szerint a 12 %-os kondenzátor többletteljesítmény $0,12 * 2220 = 266$ DM, vagyis kb. 5 kFt többletköltséget eredményez.

c. A kapcsoláshoz szükséges 12 db kommutáló fojtótekerecs árát kb. 0,4 kFt/db-ra, vagyis kb. 5 kFt-ra becsüljük.

d. A 6 db inverter tirisztor-gyújtókör árát 3 kFt-ra becsüljük.

Az előadottak szerint a javasolt és az ismert kapcsolás gazdasági szempontból közel egyenrangúnak tekinthető, a többletköltségek egymást kiegyensúlyozzák.

Hatásfok szempontjából is közel egyenrangúnak lehet a két kapcsolást tekinteni, ugyanis a javasolt kapcsolás hat, soros fojtótekercsén elvesző teljesítmény (kb. 200 W/tekerecs) közelítőleg megegyezik a hat többlettirisztor veszteségével (200 W/tirisztor).

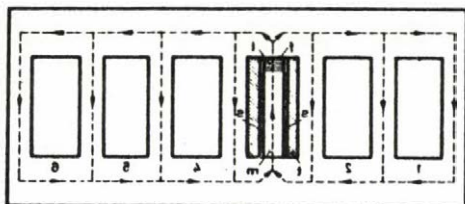
A két kapcsolás között az eddig felsorolt gazdasági megfontolások alapján nem lehet dönteni. Az alábbi műszaki, gazdasági indokok azonban már ellentételek nélkül maradnak és a mérleg nyelvét a javasolt kapcsolás oldalára billentik:

A kritikus gyújtásszögnél nagyobb, állandó gyújtásszögre a terhelés tetszőleges változása ellenére a javasolt inverter 1. üzemmódban dolgozik, a szabaddáválási idő hosszu. Az 1.3.9 ábra kapcsolásában a [13]-as Irodalom szerint a terhelés változásakor a hosszu szabaddáválási idő biztosításához a gyújtásszöget széles határok között változtatni kell. Pl., ha a terhelés lecsökken a névleges ötödére, a gyújtásszöget közelítőleg 70° -ra kell növelni ahhoz, hogy t_{off} drasztikusan ne csökkenjen le ([13]. 15. ábra).

Az 1.3.9 ábra kapcsolásának négyszög alaku áramimpulzusaiban a nagy kezdeti di/dt értéknek eddig csak a beépítendő tirisztorteljesítményt növelő hatásáról szoltunk. Az amplifying gate nélküli, tehát a többséget kitevő tirisztorok esetében a nagy di/dt érték nagyobb teljesítményű és meredekségű gyújtóimpulzusokat ([16] 3, 4, 5 ábrák, [17] 8. ábra, [18] 1, 2, 3, 6 ábrák), tehát összetettebb és drágább gyújtókört igényel. Másrészt a nagy di/dt érték az inverter tirisztorokat és mindazokat az elemeket és összekötéseket, amelyen a négyszög alaku áram átfolyik nagyenergiájú és nagyfrekvenciás mágneses (induktív) zajforrássá teszi. Ez sok problémát okoz a fejlesztés, tervezés, bemérés és hibakeresés során. Részben a zajproblémák megoldására fordított erőfeszítés és idő, részben pedig a zajok elhárítására bevezetett intézkedések, járulékos elemek jelentős többletköltséget eredményezhetnek. Részletek nélkül, tételesen felsorolunk néhány intézkedést, járulékos elemet, amelyek bevezetésére céloztunk: árnyékolt kábelek alkalmazása, vezetékek összesodrása, árnyékoló réz, vagy mumetall dobozok alkalmazása, differenciál adó és vevő transzformátorok és differenciál bemenetű erősítők alkalmazása a "common mode" zajok kiküszöbölésére, nagy küszöb feszültségű logikai rendszer bevezetése, szűrők bevezetése a jelfrekvenciától eltérő frekvenciájú "normal mode" zajok kiszűrésére, a teljes inverter elemeinek és összekötéseiknek a zaj szempontok szerinti tervezése, járulékos elemek bevezetése az áramkörök potenciális szétválasztására stb.

A frekvenciaosztásos inverterekkel megvalósítható gazdaságos felső frekvenciahatár nagyobb a javasolt kapcsolásban, mivel ebben szinuszos áramimpulzusok folynak. A már e pontban hivatkozott katalógus szerint a C158-as tirisztorra szinuszos áram impulzusok esetén 10 kHz-ig, négyszög áram impulzusokra pedig csak 2,5 kHz-ig mennek el méretezési görbék. Ehhez hozzá kell még tenni, hogy a javasolt kapcsolásban többletként jelentkező soros induktivitás méretei és költsége a frekvencia növekedésével csökkennek, míg az 1.3.9 ábra kapcsolásában a 12 db kommutáló fojtótekercs a kimenő frekvenciától független.

Végezetül e helyen szeretnénk néhány sorban megemlíteni, hogy a javasolt kapcsolásban szükséges hat soros fojtótekercs kivitelére egy különleges, erre a célra kidolgozott konstrukciót alkalmaztunk. A hat egyforma tekercs hatablakos köpeny vasmagba kerül (A 4.3.1 ábra). Minden tekercs belsejében egy "el-



A 4.3.1 ábra
Soros fojtótekercs elvi konstrukciós vázlata

tekeresfluxus a saját ferrit magon, továbbá a köpeny vasmag valamennyi oszlopán át záródik (szaggatott vonal), ezért a viszonylag nagy vaskeresztmetszet miatt a vasvesztések jelentősen csökkennek. A fluxus a többi tekercs belsejében nem tud behatolni a köpeny mag oszlopainak a mágneses rövidzárja miatt.

osztott" légrést biztosító, kiöntött ferrit mag van (m), amelyben légrés (l) és ferrit (f) váltakozva követik egymást. A légrések száma 43, amelyek egyenkénti hossza közel 1 mm. A tirisztorok ki- és bekapcsolási veszteségének a csökkentésére a ferrit mag két oldalát, szintén ferritból készült, telítődő mágneses sönt (s) zárja rövidre. A tekercs (t) a kisebb örvényáram-vesztesség érdekében egyrétegű. A

6.0 Függelék

A terhelés feszültség-időfüggvényei szubfrekvenciákon

Általános eset (a frekvencia $= \pi / [(1+m)\pi - \beta]$): Az $i_o = I_{om}$ szint áramimpulzus által létesített $v_{oi}^{(o)}$ és $v_{oo}^{(o)}$ feszültségösszetevők a $0 \leq t \leq \pi$ időszakra a (v_{oi}/i_o) és a (v_{oo}/i_o) hányadosokat megadó (4.1.1) és a (4.1.2) egyenletekből felírható

$$\frac{v_{oi}^{(o)}}{I'_{om}} = \left(\frac{1}{s} + \frac{s}{1+2\xi_p s + s^2} \right) \frac{1}{1+s^2} \quad (\text{A 6.0.1})$$

$$\frac{v_{oo}^{(o)}}{I'_{om}} = \left(-\frac{1}{s} + \frac{s}{1+2\xi_p s + s^2} \right) \frac{1}{1+s^2} \quad (\text{A 6.0.2})$$

kifejezések visszatranszformálásából számíthatók ki, ahol

$$I'_{om} = I_{om} C_s / 4C_p \quad (\text{A 6.0.3})$$

Eszerint

$$\frac{v_{oi}^{(o)}}{I'_{om}} \cong 1 - \cos t + \frac{1}{2\xi_p} (1 - e^{-\xi_p t}) \sin t \quad (\text{A 6.0.4})$$

$$\frac{v_{oo}^{(o)}}{I'_{om}} \cong - (1 - \cos t) + \frac{1}{2\xi_p} (1 - e^{-\xi_p t}) \sin t \quad (\text{A 6.0.5})$$

$$\frac{v_o^{(o)}}{I'_{om}} \cong \frac{1}{\xi_p} (1 - e^{-\xi_p t}) \sin t \quad (\text{A 6.0.6})$$

ahol ξ_p kis értékére való tekintettel a

$$\sin t - \frac{1}{\sqrt{1-\xi_p^2}} e^{-\xi_p t} \sin \sqrt{1-\xi_p^2} t \cong (1 - e^{-\xi_p t}) \sin t \quad (\text{A 6.0.7})$$

közelítést alkalmaztuk.

A $t=0$ időpontot megelőző legutolsó áramimpulzus $t = -(m\pi - \beta)$ kialvási időpontjában általában sem az induktivitás $i_L [-(m\pi - \beta)]$ árama, sem a kondenzátor $v_o [-(m\pi - \beta)] = -v_{om}^{(c)}$ feszültsége nem zérus. Ha ez az i_L áram a $t=0$ időpontban folya az induktivitásban, ill. ez a v_o feszültség a $t=0$ időpontban lépne fel a kondenzátoron, akkor egyedül ennek a hatására

$$v_o^{(L)} = v_{om}^{(L)} \frac{1}{1+2\xi_p s+s^2} \quad (\text{A } 6.0.8)$$

ill.

$$v_o^{(c)} = - v_{om}^{(c)} \frac{1}{1+2\xi_p s+s^2} \quad (\text{A } 6.0.9)$$

kimenőfeszültség lépne fel, ahol

$$v_{om}^{(L)} = \frac{C \Omega}{C_p} \left| i_L [-(m\pi-\beta)] \right| \quad (\text{A } 6.0.10)$$

Transzformáljuk vissza (A 6.0.8)-at és vegyük figyelembe, hogy a kiindulási állapot nem a $t=0$, hanem a $t = -(m\pi-\beta)$ időpont

$$v_o^{(L)}(t) = \frac{v_{om}^{(L)}}{\sqrt{1-\xi_p^2}} e^{-\xi_p(t+m\pi-\beta)} \sin \sqrt{1-\xi_p^2}(t+m\pi-\beta) \cong v_{om}^{(L)} e^{-\xi_p(t+m\pi-\beta)} \sin(t-\beta) \quad (\text{A } 6.0.11 \text{ a})$$

Hasonló módon

$$v_o^{(c)}(t) \cong - v_{om}^{(c)} e^{-\xi_p(t+m\pi-\beta)} \cos(t-\beta) \quad (\text{A } 6.0.11 \text{ b})$$

A (A 6.0.11) egyenletek a $-(m\pi-\beta) \leq t \leq \pi$ időközben érvényesek és ugyanebben az időközben

$$v_{oi}^{(L)}(t) = v_{oo}^{(L)}(t) = \frac{1}{2} v_o^{(L)}(t) \quad (\text{A } 6.0.12)$$

$$v_{oi}^{(c)}(t) = \frac{1}{2} v_o^{(c)}(t) - I'_{om} \quad (\text{A } 6.0.13)$$

$$v_{oo}^{(c)}(t) = \frac{1}{2} v_o^{(c)}(t) + I'_{om} \quad (\text{A } 6.0.14)$$

Az utolsó két kifejezésbe I'_{om} a periodicitási feltétel miatt került be. [Ld. később a (A 6.0.22) egyenlet utáni mondatot.]

Az eredő feszültségek a $0 \leq t \leq \pi$ időközben

$$\frac{v_o}{I'_{om}} \cong \frac{1-e^{-\xi_p t}}{\xi_p} \sin t + v'_k(t) \quad (\text{A } 6.0.15)$$

$$\frac{v_{oi}}{I'_{om}} \cong -\cos t + \frac{1-e^{-\xi_p t}}{2\xi_p} \sin t + \frac{1}{2} v'_k(t) \quad (\text{A } 6.0.16)$$

$$\frac{v_{oo}}{I'_{om}} \cong \cos t + \frac{1-e^{-\xi_p t}}{2\xi_p} \sin t + \frac{1}{2} v'_k(t) \quad (\text{A } 6.0.17)$$

és a $-(m\pi - \beta) \leq t \leq 0$ időközben

$$\frac{v_o}{I_{om}} = v'_k(t) \quad (\text{A 6.0.18})$$

$$v_{oi} = \frac{1}{2} v_o - I'_{om} \quad (\text{A 6.0.19})$$

$$v_{oo} = \frac{1}{2} v_o + I'_{om} \quad (\text{A 6.0.20})$$

ahol

$$v'_k(t) = [V_{om}^{(L)} \sin(t - \beta) - V_{om}^{(C)} \cos(t - \beta)] e^{-\xi_p(t + m\pi - \beta)} \quad (\text{A 6.0.21})$$

$$\text{és } V_{om}^{(C)} = V_{om}^{(C)} / I'_{om}; \quad V_{om}^{(L)} = V_{om}^{(L)} / I'_{om},$$

[A $\pi \leq t \leq (m+1)\pi - \beta$ időszakban a (A 6.0.19) és a (A 6.0.20) képletekben I'_{om} előjele megváltozik.]

Állandósult állapotban teljesülnie kell a $-v_o(-m\pi + \beta) = v_o(\pi)$ és a $-v_{oi}(-m\pi + \beta) = v_{oi}(\pi)$ periodicitási feltételeknek. Az elsőből

$$V_{om}^{(C)} = \frac{e^{-\xi_p[(1+m)\pi - \beta]} \sin \beta}{1 - e^{-\xi_p[(1+m)\pi - \beta]} \cos \beta} V_{om}^{(L)} = k_1 V_{om}^{(L)} \quad (\text{A 6.0.22})$$

adódik. A második feltételből következik, hogy az (A 6.0.19), ill. az (A 6.0.20) egyenletben szükség van a $-I'_{om}$, ill. I'_{om} állandóra.

$V_{om}^{(C)}$ és $V_{om}^{(L)}$ meghatározásához az (A 6.0.22) egyenleten kívül szükséges második egyenlet felírására két út van: a $v_o(t)$ ismeretében az L_p induktivitásban folyó áram

$$i_L(t) = \frac{C_p}{\Omega C_s} \int_{\beta - \pi_m}^t v_o dt + i_L(-m\pi + \beta) \quad (\text{A 6.0.23})$$

Állandósult állapotban $i_L(-m\pi + \beta) = -i_L(\pi)$. Ezt és (A 6.0.10)-et figyelembe véve (A 6.0.23)-ból kiadódik a kívánt második egyenlet. A részletes számítás a későbbiekben tárgyalandó indulási tranziens folyamat kapcsán a 6.4 Függelékben található meg kissé általánosabb alakban. Az indulási frekvencia egy félperiódusa alatt a terhelőkörbe bemenő teljesítmény egyenlő az ott elveszővel. A részletes számítást a 6.1 Függelék végzi el és (A 6.0.22)-öt is figyelembe véve az (A 6.1.19) alatti másodfokú, állandó együtthatós egyenletet vezet le. (Megjegyezzük, hogy a két uton kiszámított eredmény eltér néhány százalékkal egymástól az (A 6.0.7) és az (A 6.0.11 a) alatt bevezetett egyszerűsítés miatt.)

A bemenőáram, bemenőfeszültség és kimenőteljesítmény rendre

$$I_{i,ave} = \frac{I_{om}}{2[\pi(1+m)-\beta]} \int_0^{\pi} \sin t \, dt = \frac{I_{om}}{\pi(1+m)-\beta} = \frac{V_{cm}}{\pi(1+m)-\beta} \quad (A \ 6.O.24)$$

$$v_i = \frac{P_o}{2 I_{i,ave}} \quad (A \ 6.O.25)$$

$$P_o = \frac{2}{\pi(1+m)-\beta} v_i V_{cm} \quad (A \ 6.O.26)$$

P_o kifejezése a (3.2.6) alattitól $m=2$ esetén csak a harmadfrekvencia miatt megjelenő $(1/3)$ -os szorzóban különbözik ($\Omega=1$). P_o az (A 6.1.18) egyenletből is számítható.

Félfrekvencián $\beta=\pi$ és $m=0$. Valamennyi levezetett kifejezés érvényben marad. (A 6.O.22)-ből $V_{om}^{(c)}=0$.

Ha $\xi_p=0$, akkor (A 6.O.23)-ból $V_{om}=V_{om}^{(L)}=(\pi/2) I'_{om}$ adódik. A $0 \leq t \leq \pi$ időszakban az eredő feszültségek (A 6.O.15)...(A 6.O.17)-ből

$$v'_o = t \sin t - V'_{om} \sin t \quad (A \ 6.O.27)$$

$$v'_{oi} = -\cos t - \frac{t}{2} \sin t - \frac{1}{2} V'_{om} \sin t \quad (A \ 6.O.28)$$

$$v'_{oo} = \cos t + \frac{t}{2} \sin t - \frac{1}{2} V'_{om} \sin t \quad (A \ 6.O.29)$$

A $-\pi \leq t \leq 0$ időszakban (A 6.O.18)...(A 6.O.20)-ből

$$v'_o = V'_{om} \sin t \quad (A \ 6.O.30)$$

$$v'_{oi} = \frac{1}{2} v'_o - 1 \quad (A \ 6.O.31)$$

$$v'_{oo} = \frac{1}{2} v'_o + 1 \quad (A \ 6.O.32)$$

$\beta=0$ - és $m=2$ -re két egyszerűbb módszert is adunk V_{om} meghatározására, amelyek pontossága ξ_p csökkenésével nő.

Ha ξ_p kis érték, akkor $(1 - e^{-\xi_p t}) \approx \xi_p t$, továbbá, ha $\xi_p(t+2\pi) \ll 1$, akkor $e^{-\xi_p(t+2\pi)} \approx 1$. Ezt (A 6.0.15)...(A 6.0.17)-be visszahelyettesítve a $0 \leq t \leq \pi$ időszakban

$$v'_o = (t + V'_{om}) \sin t \quad (A 6.0.33)$$

$$v'_{oi} = -\cos t + \frac{1}{2}(t + V'_{om}) \sin t \quad (A 6.0.34)$$

$$v'_{oo} = \cos t + \frac{1}{2}(t + V'_{om}) \sin t \quad (A 6.0.35)$$

míg a $\pi \leq t \leq 3\pi$ időszakban (A 6.0.18)...(A 6.0.20)-ből

$$v_o \approx 2(v_{oi} - I'_{om}) = 2(v_{oo} + I'_{om}) = V_{om} \sin t \quad (A 6.0.36)$$

Ugyancsak a 6.1 Függelékben ezekből az egyszerűbb összefüggésekből is levezetünk egy másodfoku egyenletet V'_{om} meghatározására a terhelőkörbe bemenő és ott elvesző teljesítmények egyenlőségéből [(A 6.1.26) egyenlet].

V_{om} első hozzávetőleges becslésére még egy igen egyszerű ut is kínálkozik. Ha ugyanis feltételezzük, hogy v_o amplitúdója állandó ($v_o = V_{om} \sin t$), akkor ismét az energia egyenlőségből

$$V'_{om} = 1/(3\xi_p) \quad (A 6.0.37)$$

6.1 Függelék

$V'_{om}^{(L)}$ amplitúdó számítása szubfrekvenciákon

A $V'_{om}^{(L)}$ amplitúdót az

$$\int_0^\pi v_{oi} i_o dt = \int_{-\pi+\beta}^0 \frac{v_o^2}{R_p} dt + \int_0^\pi \frac{v_o^2}{R_p} dt \quad (A 6.1.1)$$

összefüggés alapján lehet kiszámítani. (6.5.14)-ből

$$\frac{v_{oi} i_o}{\frac{4C}{C_s} P(I'_{om})^2} = -\sin t \cos t + \frac{\sin^2 t}{2\xi_p} + \frac{G1}{2} e^{-\xi_p t} \sin^2 t - \frac{G2}{4} e^{-\xi_p t} \sin 2t \quad (A 6.1.2)$$

ahol

$$G1 = -\frac{1}{\xi_p} + V_{om}'^{(L)} e^{-\xi_p(m\pi-\beta)} k_2 \quad (A 6.1.3)$$

$$G2 = V_{om}'^{(L)} e^{-\xi_p(m\pi-\beta)} k_3 \quad (A 6.1.4)$$

$$k_2 = \cos\beta - k_1 \sin\beta \quad (A 6.1.5)$$

$$k_3 = \sin\beta + k_1 \cos\beta \quad (A 6.1.6)$$

(6.5.13) szerint a $0 \leq t \leq \pi$ időközben

$$\begin{aligned} \frac{v_o}{I_{om}} &= \frac{\sin t}{\xi_p} + G1 e^{-\xi_p t} \sin t - G2 e^{-\xi_p t} \cos t \\ \left(\frac{v_o}{I_{om}}\right)^2 &= \frac{\sin^2 t}{\xi_p^2} + \frac{2}{\xi_p} G1 e^{-\xi_p t} \sin^2 t + G1^2 e^{-2\xi_p t} \sin^2 t - \\ &- \frac{1}{\xi_p} G2 e^{-\xi_p t} \sin 2t - G1 G2 e^{-2\xi_p t} \sin 2t + G2^2 e^{-2\xi_p t} \cos^2 t \quad (A 6.1.7) \end{aligned}$$

A (6.5.16) szerint a $-(m\pi-\beta) \leq t \leq 0$ időközben

$$\frac{v_o^2}{I_{om}^2} = [V_{om}'^{(L)}]^2 e^{-2\xi_p m\pi} e^{-2\xi_p \tau} [\sin^2 \tau - k_1 \sin 2\tau + k_1^2 \cos^2 \tau] \quad (A 6.1.8)$$

ahol $\tau = t - \beta$.

Az (A 6.1.1)-ben előforduló integráltípusok:

$$F1 = \int_0^\pi \sin^2 t dt = \pi/2 \quad (A 6.1.9)$$

$$F2 = \int_0^\pi e^{-\xi_p t} \sin^2 t dt = 2 \frac{1 - e^{-\pi \xi_p}}{\xi_p (4 + \xi_p^2)} \quad (A 6.1.10)$$

$$F3 = \int_0^\pi e^{-2\xi_p t} \sin^2 t dt = \frac{1 - e^{-2\pi \xi_p}}{4\xi_p (1 + \xi_p^2)} \quad (A 6.1.11)$$

$$F4 = \int_0^\pi e^{-\xi_p t} \sin 2t dt = \frac{2}{4 + \xi_p^2} (1 - e^{-\pi \xi_p}) \quad (A 6.1.12)$$

$$F5 = \int_0^\pi e^{-2\xi_p t} \sin 2t dt = \frac{1}{2(1 + \xi_p^2)} (1 - e^{-2\pi \xi_p}) \quad (A 6.1.13)$$

$$F6 = \int_0^{\pi} e^{-2\xi_p t} \cos^2 t \, dt = \frac{1+2\xi_p^2}{4\xi_p(1+\xi_p^2)} (1 - e^{-2\pi\xi_p}) \quad (\text{A 6.1.14})$$

$$F7 = \int_{-m\pi}^{-\beta} e^{-2\xi_p \tau} \sin^2 \tau \, d\tau = \frac{1}{4\xi_p(1+\xi_p^2)} \left\{ e^{2\xi_p m\pi} - e^{2\xi_p \beta} [1 - \xi_p (\sin 2\beta - 2\xi_p \sin^2 \beta)] \right\} \quad (\text{A 6.1.15})$$

$$F8 = \int_{-m\pi}^{-\beta} e^{-2\xi_p \tau} \sin 2\tau \, d\tau = \frac{1}{2(1+\xi_p^2)} [e^{2\xi_p \beta} (\xi_p \sin 2\beta - \cos 2\beta) + e^{2\xi_p m\pi}] \quad (\text{A 6.1.16})$$

$$F9 = \int_{-m\pi}^{-\beta} e^{-2\xi_p \tau} \cos^2 \tau \, d\tau = \frac{e^{2\xi_p \beta}}{4\xi_p(1+\xi_p^2)} (1 + 2\xi_p^2 \cos^2 \beta + \xi_p \sin 2\beta) + \frac{e^{2\xi_p m\pi}}{4\xi_p(1+\xi_p^2)} (2\xi_p^2 + 1) \quad (\text{A 6.1.17})$$

Az eredményeket (A 6.1.1)-be visszahelyettesítve

$$\begin{aligned} \frac{[\pi(1+m)-\beta]P_0}{(I'_{om})^2/R_p} &= \frac{2}{\xi_p} \left\{ \frac{\pi}{4\xi_p} + \frac{F4}{2} \left[\frac{-1}{\xi_p^2} + \gamma \left(\frac{k_2}{\xi_p} - \frac{k_3}{2} \right) V'_{om} \right] \right\} = \\ &= \frac{\pi}{2\xi_p^2} + \frac{2F4}{\xi_p} \left[-\frac{1}{\xi_p^2} + \gamma \left(\frac{k_2}{\xi_p} - \frac{k_3}{2} \right) V'_{om} \right] + \\ &+ F5 \left\{ \frac{1}{2\xi_p^3} - \frac{\gamma}{\xi_p} \left(\frac{k_2}{\xi_p} - k_3 \right) V'_{om} + k_2 \gamma^2 \left(\frac{k_2}{2\xi_p} - k_3 \right) [V'_{om}]^2 \right\} + \\ &+ F6 \gamma^2 k_3^2 [V'_{om}]^2 + (F7 - k_1 F8 + k_1^2 F9) \gamma^2 e^{-2\xi_p \beta} [V'_{om}]^2 \end{aligned} \quad (\text{A 6.1.18})$$

ahol $\gamma = e^{-\xi_p(m\pi - \beta)}$. Az egyenlet V'_{om} meghatározására

$$a(\gamma \xi_p V'_{om})^2 + b(\gamma \xi_p V'_{om}) + c = 0 \quad (\text{A 6.1.19})$$

alakra hozható, ahol

$$a = F5 k_2 \left(\frac{k_2}{2} - \xi_p k_3 \right) + F6 \xi_p k_3^2 + (F7 - k_1 F8 + k_1^2 F9) \xi_p e^{-2\xi_p \beta} \quad (\text{A 6.1.20})$$

$$b = F4 \left(k_2 - \frac{\xi_p}{2} k_3 \right) - F5 (k_2 - \xi_p k_3) \quad (\text{A 6.1.21})$$

$$c = \frac{1}{2} F5 - F4 \quad (\text{A 6.1.22})$$

$\beta = 0, m = 2$ eset: Irjunk fel egy összefüggést V'_{om} meghatározására a kis ξ_p értékekre vonatkozó (A 6.0.33) - (A 6.0.36) közelítő összefüggésekből is. (A 6.0.34)-ből

$$\frac{v_{oi} i_o}{(I'_{om})^2} = \frac{4C_p}{C_s} [-\sin t \cos t + \frac{1}{2} (t + V'_{om}) \sin^2 t] \quad (A 6.1.23)$$

A $0 \leq t \leq \pi$ időszakra (A 6.0.33)-ból

$$\frac{v_o^2}{(I'_{om})^2} = [t^2 + 2tV'_{om} + (V'_{om})^2] \sin^2 t \quad (A 6.1.24)$$

míg a $\pi \leq t \leq 3\pi$ időszakra

$$\frac{v_o^2}{(I'_{om})^2} = (V'_{om})^2 \sin^2 t \quad (A 6.1.25)$$

Az (A 6.1.1) alatti egyenletben két új integrál szerepel:

$$\int_0^{\pi} t \sin^2 t \, dt = \frac{\pi^2}{4} \text{ és } \int_0^{\pi} t^2 \sin^2 t \, dt = \frac{\pi^3}{6} - \frac{\pi}{4}. \text{ Az (A 6.1.1) egyenlet a fenti}$$

eredmények behelyettesítésével

$$\frac{\pi}{2} + V'_{om} = \xi_p \left(\frac{\pi^2}{3} - \frac{1}{2} + \pi V'_{om} + 3V'^2_{om} \right)$$

ahonnan

$$(V'_{om})^2 + b_1 V'_{om} + c_1 = 0 \quad (A 6.1.26)$$

ahol

$$b_1 = \frac{\pi}{3} - \frac{1}{3\xi_p} \quad (A 6.1.27)$$

$$c_1 = \frac{\pi^2}{9} - \frac{1}{6} \left(1 + \frac{\pi}{\xi_p} \right) \quad (A 6.1.28)$$

A P_o kimenőteljesítmény (A 6.1.23) felhasználásával

$$\frac{P_o}{(I'_{om})^2} = \frac{1}{3\pi} \int_0^{\pi} \frac{v_{oi} i_o}{(I'_{om})^2} \, dt = \frac{C_p}{3C_s} \left(\frac{\pi}{2} + V'_{om} \right) \quad (A 6.1.29)$$

6.2 Függelék

Szűrőköri feszültségek állandósult tranziens állapotban

Δv_{ip} és Δv_{in} időfüggvényét legegyszerűbb két, szuperpozíciós feszültség összegeként előállítani.

Először tételezzük fel, hogy $i_o = 0$ és $I_{i,ave} \neq 0$. A kimenőfeszültség-változás

$$\Delta v_{ip1} = \Delta v_{in1} = \frac{\Omega}{2} \frac{C_s}{C_3} \int_0^t I_{i,ave} dt = \frac{\Omega}{2} \frac{C_s}{C_3} I_{i,ave} t \quad (A 6.2.1)$$

Másodszor legyen $I_{i,ave} = 0$ és $i_{op} = i_o = I_{om} \sin t$. A $0 \leq t \leq \pi$ időszakban

$$\Delta v_{ip2} = -\Omega \frac{C_s}{C_4} \int_0^t I_{om} \sin t dt = -\Omega \frac{C_s}{C_4} I_{om} (1 - \cos t) \quad (A 6.2.2)$$

és

$$\Delta v_{in2} = -\frac{C_b}{C_a + C_b} \Delta v_{ip2} \quad (A 6.2.3)$$

A második félperiódusban, a $\pi \leq t \leq 2\pi$ időszakban Δv_{ip2} és Δv_{in2} szerepet cserélnek, s így

$$\Delta v_{ip2} = \Omega \frac{C_b}{C_a + C_b} \frac{C_s}{C_4} I_{om} [1 - \cos(t - \pi)] \quad (A 6.2.4)$$

Az eredő feszültségváltozás az első félperiódusban ($0 \leq t \leq \pi$)

$$\Delta v'_{ip} = \frac{\Delta v_{ip}}{B} = \frac{t}{2} - \frac{C_3}{C_4} \pi (1 - \cos t) \quad (A 6.2.5)$$

$$\Delta v'_{in} = \frac{\Delta v_{in}}{B} = \frac{t}{2} + \frac{C_3}{C_4} \frac{C_b}{C_a + C_b} \pi (1 - \cos t) \quad (A 6.2.6)$$

és a második félperiódusban ($\pi \leq t \leq 2\pi$)

$$\Delta v'_{ip} = \frac{\Delta v_{ip}}{B} = \frac{t - \pi}{2} + \frac{C_3}{C_4} \frac{C_b}{C_a + C_b} \pi [1 - \cos(t - \pi)] + \Delta v'_{ip}(\pi) \quad (A 6.2.7)$$

$$\Delta v'_{in} = \frac{\Delta v_{in}}{B} = \frac{t - \pi}{2} - \frac{C_3}{C_4} [1 - \cos(t - \pi)] + \Delta v'_{in}(\pi) \quad (A 6.2.8)$$

ahol

$$B = \Omega I_{i,ave} C_s / C_3 \quad (A 6.2.9)$$

$$\Delta v'_{ip}(\pi) = \frac{\pi}{2} - 2\pi \frac{C_3}{C_4} \quad (A 6.2.10)$$

$$\Delta v'_{in}(\pi) = -\Delta v'_{ip}(\pi) = \frac{\pi}{2} + 2\pi \frac{C_3}{C_4} \frac{C_b}{C_a + C_b} \quad (\text{A } 6.2.11)$$

Az előző összefüggésekben figyelembe vettük az $I_{om} = \pi I_{i,ave}$ kapcsolatot.

6.3 Függelék

Szűrőkör tranziens állapotban

A $(j-1)$ -edik "O" vezetési állapotban ($i_p = i_n = 0$) a szűrőkörre $[\tau = t - (m\pi - \beta)]$

$$v = \frac{1}{\Omega} \frac{L_f}{L_s} \frac{di}{d\tau} + \Omega \frac{C_s}{C_3} \int_0^\tau id\tau + v_e(j-1) \quad (\text{A } 6.3.1)$$

differentiálegyenlet érvényes. (A 6.3.1) Laplace transzformáltja

$$i = \frac{1}{\Omega} \frac{C_3}{C_s} \frac{V - v_e(j-1)}{1 + (s/\omega_f)^2} + \frac{s/\omega_f}{1 + (s/\omega_f)^2} \frac{i_e(j-1)}{\omega_f} \quad (\text{A } 6.3.2)$$

ahol a szűrőkör körfrekvenciája $\omega_f = \Omega \sqrt{L_s C_s / (L_f C_3)}$, míg $v_e(j-1)$, ill. $i_e(j-1)$ a v , ill. i változó $(j-1)$ -edik "1" állapot végén felvett pillanatértéke. Az áram időfüggvénye $(\beta - m\pi) \leq t \leq 0$ időszakban (A 6.3.2)-ből

$$i_1(t) = \frac{\omega_f}{\Omega} \frac{C_3}{C_s} [V - v_e(j-1)] \sin \omega_f (m\pi - \beta + t) + i_e(j-1) \cos \omega_f (m\pi - \beta + t) \quad (\text{A } 6.3.3)$$

ahol a t időt a j -edik "1" állapot kezdetétől kell számítani (6.7.1 b ábra). Az 1 index a "O" állapotra utal. A teljes feszültség a

$$v_1(t) = \Omega \frac{C_s}{C_3} \int_0^\tau id\tau + v_e(j-1) \text{ összefüggésből, továbbá a részfeszültségek a}$$

$(\beta - m\pi) \leq t \leq 0$ időszakban

$$v_1(t) = [V - v_e(j-1)][1 - \cos \omega_f (m\pi - \beta + t)] + \frac{\Omega}{\omega_f} \frac{C_s}{C_3} i_e(j-1) \sin \omega_f (m\pi - \beta + t) + v_e(j-1) \quad (\text{A } 6.3.4)$$

$$v_{p1}(t) = \frac{1}{2} [v_1(t) - v_e(j-1)] + v_{pe}(j-1) \quad (\text{A } 6.3.5)$$

$$v_{n1}(t) = \frac{1}{2} [v_1(t) - v_e(j-1)] + v_{ne}(j-1) \quad (\text{A } 6.3.6)$$

A j -edik "1" vezetési állapotban az $I_{om}(j)$ amplitudójú áramimpulzus hatására a fél és teljes kimenőfeszültségben fellépő feszültségváltozás a $0 \leq t \leq \pi$ időszakban (A 6.2.2) és (A 6.2.3) szerint

$$\Delta v_p(t) = -\Omega \frac{C_s}{C_4} I_{om}(j)(1 - \cos t) \quad (\text{A } 6.3.7)$$

$$\Delta v_n(t) = R \frac{C_s}{C_4} \frac{C_b}{C_a + C_b} I_{om}(j)(1-\cos t) \quad (A 6.3.8)$$

$$\Delta v(t) = -R \frac{C_s}{2C_3} I_{om}(j)(1-\cos t) \quad (A 6.3.9)$$

Az eredő feszültség-időfüggvények a j-edik szakaszban az (A 6.3.4) - (A 6.3.6) és az (A 6.3.7) - (A 6.3.9) egyenletekből

$$v_p(t) = v_{pl}(t) + \Delta v_p(t) \quad (A 6.3.10)$$

$$v_n(t) = v_{nl}(t) + \Delta v_n(t) \quad (A 6.3.11)$$

$$v(t) = v_l(t) + \Delta v(t) \quad (A 6.3.12)$$

A j-edik "l" állapot végén

$$v_{pe}(j) = d_e[V - v_e(j-1)] + f_e i_e(j-1) + v_{pe}(j-1) - a I_{om}(j) \quad (A 6.3.13)$$

$$v_{ne}(j) = d_e[V - v_e(j-1)] + f_e i_e(j-1) + v_{ne}(j-1) + b I_{om}(j) \quad (A 6.3.14)$$

$$v_e(j) = v_{pe}(j) + v_{ne}(j) \quad (A 6.3.15)$$

ahol

$$d_e = \frac{1}{2}(1 - \cos \omega_f T) \quad (A 6.3.16)$$

$$f_e = \frac{1}{2} \frac{R}{\omega_f} \frac{C_s}{C_3} \sin \omega_f T \quad (A 6.3.17)$$

$$a = 2 R \frac{C_s}{C_4} \quad (A 6.3.18)$$

$$b = 2 R \frac{C_s}{C_4} \frac{C_b}{C_a + C_b} \quad (A 6.3.19)$$

$$T = (1+m)\pi - \beta \quad (A 6.3.19 a)$$

T a mintavételi idő. Ügyeljünk arra, hogy az (A 6.3.13) és az (A 6.3.14) egyenleteket változatlan alakban csak páratlan j esetén szabad használni, míg páros j-re (-a) helyére b-t, b helyére (-a)-t kell írni.

A j-edik "l" állapotban $\Delta v(t)$ hatására fellépő áramváltozás a $-\Delta v(t) = (1/R)(L_f/L_s) di/dt = R[C_s/(C_3\omega_f^2)]di/dt$ kifejezésből

$$\Delta i(t) = \frac{\omega_f^2}{2} I_{om}(j) (t - \sin t) \quad (A 6.3.20)$$

és a teljes i áram (A 6.3.3)- és (A 6.3.20)-ból

$$i(t) = i_1(t) + \Delta i(t) \quad (\text{A 6.3.21})$$

A j -edik "1" állapot végén az i áram

$$i_e(j) = g_e[V - v_e(j-1)] + h_e i_e(j-1) + p I_{om}(j) \quad (\text{A 6.3.22})$$

ahol

$$g_e = \frac{\omega_f}{\Omega} \frac{C_3}{C_s} \sin \omega_f T \quad (\text{A 6.3.23})$$

$$h_e = \cos \omega_f T \quad (\text{A 6.3.24})$$

$$p = \frac{\Omega}{2} \omega_f^2 \quad (\text{A 6.3.25})$$

6.4 Függelék

Terhelőkör feszültségei az indulási tranziens állapotban

A $(j-1)$ -edik "0" állapotban a $-(m\pi - \beta) \leq t \leq 0$ időközben (A 6.0.18) - (A 6.0.20) felhasználásával

$$v_o(t) = v_k[(j-1), t] = [v_{ome}^{(L)}(j-1) \sin(t - \beta) - v_{ome}^{(c)}(j-1) \cos(t - \beta)] e^{-\xi_p(t + m\pi - \beta)} \quad (\text{A 6.4.1})$$

$$v_{oi}(t) = \text{SUM}(j-1) + \frac{1}{2} v_o(t) \quad (\text{A 6.4.2})$$

$$v_{oo}(t) = -\text{SUM}(j-1) + \frac{1}{2} v_o(t) \quad (\text{A 6.4.3})$$

A j -edik "1" állapotban a $0 \leq t \leq \pi$ időközben (A 6.0.15) - (A 6.0.17) felhasználásával

$$v_o(t) = I'_{om}(j) \frac{1 - e^{-\xi_p t}}{\xi_p} \sin t + v_k[(j-1), t] \quad (\text{A 6.4.4})$$

$$v_{oi}(t) = \text{SUM}(j-1) + I'_{om}(j) [(1 - \cos t) + \frac{1 - e^{-\xi_p t}}{2\xi_p} \sin t] + \frac{1}{2} v_k[(j-1), t] \quad (\text{A 6.4.5})$$

$$v_{oo}(t) = - \text{SUM}(j-1) - I'_{om}(j) [(1 - \cos t) - \frac{1 - e^{-\xi_p t}}{2\xi_p} \sin t] + \frac{1}{2} v_k [(j-1), t] \quad (\text{A } 6.4.6)$$

A j-edik "1" állapot végén az L_p induktivitás árama az

$$i_{Le}(j) = \frac{C_p}{\Omega C_s} \int_{\beta - \pi_m}^{\pi} v_o dt + i_{Le}(j-1) \quad (\text{A } 6.4.7)$$

kifejezésből számítható és ebből az egyenértékű kondenzátorfeszültség

$v_{ome}^{(L)}(j) = \frac{\Omega C_s}{C_p} i_{Le}(j)$. Az (A 6.4.7) egyenletben az alábbi típusú integrálok szerepelnek:

$$F10 = \int_{-\pi}^{\pi - \beta} \sin \tau e^{-\xi_p \tau} d\tau = \frac{1}{1 + \xi_p^2} [e^{-\xi_p (\pi - \beta)} (\cos \beta - \xi_p \sin \beta) + e^{+\xi_p \pi}] \quad (\text{A } 6.4.8)$$

$$F11 = \int_{-\pi}^{\pi - \beta} \cos \tau e^{-\xi_p \tau} d\tau = \frac{1}{1 + \xi_p^2} [e^{-\xi_p (\pi - \beta)} (\sin \beta + \xi_p \cos \beta) + \xi_p e^{\xi_p \pi}] \quad (\text{A } 6.4.9)$$

$$F12 = \int_0^{\pi} \sin t e^{-\xi_p t} dt = \frac{1}{1 + \xi_p^2} (1 + e^{-\xi_p \pi}) \quad (\text{A } 6.4.10)$$

ahol $\tau = t - \beta$. (A 6.4.7)-ből az egyenértékű kondenzátorfeszültség

$$v_{ome}^{(L)}(j) = e^{-\xi_p \pi} [F10 v_{ome}^{(L)}(j-1) - F11 v_{ome}^{(C)}(j-1)] + \frac{1}{\xi_p} I'_{om}(j) (2 - F12) - v_{ome}^{(L)}(j-1) \quad (\text{A } 6.4.11)$$

6.5 Függelék

A terhelőkörbe táplált és az ott elvesző energia számítása az indulási tranzienst folyamat alatt

A j-edik "1" állapotban a terhelőkörbe táplált $\Delta A_o(j)$ energia, $i_o = I_{om}(j)$ szint inverter kimenőáram esetén, (A 6.4.5) alapján

$$\frac{\Delta A_o(j)}{I_{om}(j)} = \int_0^{\pi} \frac{v_{oi} i_o}{I_{om}(j)} dt = (-1)^{(j-1)} \text{SUM}(j-1) + a_{o1} I_{om}(j) + a_{oo}(j-1) \quad (\text{A } 6.5.1)$$

ahol

$$a_{01} = \frac{\pi C_s}{16 C_p \xi_p} \left[1 - \frac{4}{\pi} \frac{1 - e^{-\frac{\pi \xi_p}{\xi_p (\xi_p^2 + 4)}}}{\xi_p (\xi_p^2 + 4)} \right] + \frac{C_s}{2 C_p} \quad (A 6.5.2)$$

$$a_{00}(j-1) = \frac{1 - e^{-\frac{\pi \xi_p}{\xi_p (\xi_p^2 + 4)}}}{\xi_p (\xi_p^2 + 4)} e^{-\frac{\xi_p}{\xi_p (\xi_p^2 + 4)} (m\pi - \beta)} \left\{ [V_{ome}^{(L)}(j-1) \cos \beta - V_{ome}^{(C)}(j-1) \sin \beta] - \right. \\ \left. - \frac{\xi_p}{2} [V_{ome}^{(L)}(j-1) \sin \beta + V_{ome}^{(C)}(j-1) \cos \beta] \right\} \quad (A 6.5.3)$$

A $(j-1)$ -edik "0" állapotban, a $-(m\pi - \beta) \leq t \leq 0$ időközben a terhelőkörben elvesző $\Delta A_{p1}(j-1)$ energia (A 6.1.8), (A 6.1.15)...(A 6.1.17) alapján

$$\frac{\Delta A_{p1}(j-1)}{I_{om}(j)} = \int_{-(m\pi - \beta)}^0 \frac{v_o^2}{R_p I_{om}(j)} dt = \frac{2 C_p \xi_p}{C_s \Omega} \frac{e^{-2 \xi_p m\pi}}{I_{om}(j)} \left\{ F7 [V_{om}^{(L)}(j-1)]^2 - \right. \\ \left. - F8 V_{om}^{(L)}(j-1) V_{om}^{(C)}(j-1) + F9 [V_{om}^{(C)}(j-1)]^2 \right\} \quad (A 6.5.4)$$

A j -edik "1" állapotban, a $0 \leq t \leq \pi$ időközben, a terhelőkörben elvesző $\Delta A_{p2}(j)$ energia (A 6.1.7), (A 6.1.9)...(A 6.1.14) alapján

$$\frac{\Delta A_{p2}(j)}{I_{om}(j)} = \int_0^\pi \frac{v_o^2}{R_p I_{om}(j)} dt = \frac{1}{2\Omega} \left\{ \frac{\pi}{2 \xi_p} I'_{om}(j) + F4 \left(\frac{2H1}{\xi_p} - H2 \right) + \right. \\ \left. + \frac{F5}{I'_{om}(j)} \left[H1 \left(\frac{H1}{2} - \xi_p H2 \right) + \frac{1+2\xi_p^2}{2} H2^2 \right] \right\} \quad (A 6.5.5)$$

ahol

$$H1 = e^{-\frac{\xi_p}{\xi_p (\xi_p^2 + 4)} (m\pi - \beta)} [V_{om}^{(L)}(j-1) \cos \beta - V_{om}^{(C)}(j-1) \sin \beta] - \frac{I'_{om}}{\xi_p} \quad (A 6.5.6)$$

$$H2 = e^{-\frac{\xi_p}{\xi_p (\xi_p^2 + 4)} (m\pi - \beta)} [V_{om}^{(L)}(j-1) \sin \beta + V_{om}^{(C)}(j-1) \cos \beta] \quad (A 6.5.7)$$

A terhelőkörben elvesző összenergia a $-(m\pi - \beta) \leq t \leq \pi$ időközben

$$\Delta A_p(j) = \Delta A_{p1}(j-1) + \Delta A_{p2}(j) \quad (A 6.5.8)$$

6.6 Függelék

$I_{om}(j)$ áramamplitudó számítása az indulási tranziens folyamat alatt ($\Omega = 1$)

A soros rezgőköri ellenálláson elvesző energia a j -edik "1" állapotban

$$\Delta A_r(j) = 2 \xi_s \int_0^\pi I_{om}^2(j) \sin^2 t dt = \pi \xi_s I_{om}^2(j) \quad (A 6.6.1)$$

Az $i_p(t) = I_{om}(j)$ szint áramimpulzus által a j -edik "1" állapotban a szűrőkörből elvitt energia

$$\Delta A_1(j) = \int_0^{\pi} v_p(t) i_p(t) dt \quad (A 6.6.2)$$

ahol

$$\begin{aligned} \frac{v_p(t) i_p(t)}{I_{om}(j)} = & -\Omega \frac{C_s}{C_4} I_{om}(j) (1 - \cos t) \sin t + \frac{1}{2} [V - v_e(j-1)] [\sin t - \\ & - \cos(\pi m - \beta) \omega_f \cos \omega_f t \sin t + \sin(\pi m - \beta) \omega_f \sin \omega_f t \sin t] + \\ & + \frac{1}{2} \frac{\Omega}{\omega_f} \frac{C_s}{C_3} i_e(j-1) [\sin(\pi m - \beta) \omega_f \cos \omega_f t \sin t + \\ & + \cos(\pi m - \beta) \omega_f \sin \omega_f t \sin t] + v_{pe}(j-1) \sin t \end{aligned} \quad (A 6.6.3)$$

(A 6.6.2)-ben az alábbi típusú integrálok szerepelnek:

$$\left. \begin{aligned} B_{cs} &= \int_0^{\pi} \cos \omega_f t \sin t dt = \frac{1 - \cos(1 + \omega_f)\pi}{2(1 + \omega_f)} + \frac{1 - \cos(1 - \omega_f)\pi}{2(1 - \omega_f)} \\ B_{ss} &= \int_0^{\pi} \sin \omega_f t \sin t dt = \frac{\sin(1 - \omega_f)\pi}{2(1 - \omega_f)} - \frac{\sin(1 + \omega_f)\pi}{2(1 + \omega_f)} \end{aligned} \right\} \quad (A 6.6.4)$$

(A 6.6.3)-at integrálva

$$\begin{aligned} \frac{\Delta A_1(j)}{I_{om}(j)} = & -2\Omega \frac{C_s}{C_4} I_{om}(j) + \frac{1}{2} [V - v_e(j-1)] [2 - B_{cs} \cos(\pi m - \beta) \omega_f + \\ & + B_{ss} \sin(\pi m - \beta) \omega_f] + \frac{1}{2} \frac{\Omega}{\omega_f} \frac{C_s}{C_3} i_e(j-1) [B_{cs} \sin(\pi m - \beta) \omega_f + \\ & + B_{ss} \cos(\pi m - \beta) \omega_f] + 2v_{pe}(j-1) = a_{i1} I_{om}(j) + a_{i0}(j-1) \end{aligned} \quad (A 6.6.5)$$

Megjegyezzük, hogy $a_{i0}(j-1)$ kifejezésébe az utolsó tag páratlan j -k esetén $2 v_{pe}(j-1)$, páros j -k esetén $2v_{ne}(j-1)$.

A k -adik soros kondenzátorban tárolt energia megváltozása a j -edik "1" állapotban

$$\Delta A_c(j, k) = \frac{1}{2} v_{cm}^2(j, k) - \frac{1}{2} v_{cm}^2[(j-3), k] \quad (A 6.6.6)$$

A k-adik soros kondenzátor feszültségváltozás a j-edik "1" állapotban

$$V_{cm}(j,k) + V_{cm}[(j-3),k] = \int_0^{\pi} I_{om}(j) \sin t \, dt = 2 I_{om}(j) \quad (A 6.6.7)$$

és a kondenzátorban tárolt energia megváltozása

$$\frac{\Delta A_c(j)}{I_{om}(j)} = 2 \left\{ I_{om}(j) - V_{cm}[(j-3),k] \right\} \quad (A 6.6.8)$$

Helyettesítsük be (6.7.4)-be (A 6.6.5), (A 6.6.1), (A 6.6.8) és (A 6.5.1) kifejezéseket és fejezzük ki innen $I_{om}(j)$ -t

$$I_{om}(j) = \frac{(-1)^{j-1} 2 \text{ SUM}(j-1) + a_{oo}(j-1) - a_{io}(j-1) - 2V_{cm}[(j-3),k]}{a_{11} - a_{o1} - 2 - \pi \xi_s} \quad (A 6.6.9)$$

6.7 Függelék

Összefüggések Z transzformált alakban a szűrőkörre

(A 6.3.13)...(A 6.3.15) valamint (A 6.3.22) alapján, ha feltételezzük, hogy a $t=0$ időpontban a C_a kondenzátorok $V/2$ feszültségre vannak feltöltve (6.7.1 ábra)

$$v(z) = \frac{z}{z-1} V + \Delta v(z) \quad (A 6.7.1)$$

$$i(z) = -\frac{g_e}{z-h_e} \Delta v(z) + \frac{p}{z-h_e} z I_o(z) \quad (A 6.7.2)$$

ahol

$$\Delta v(z) = (b-a) \frac{z^2 - (\cos \omega_f T)z + [2f_e p / (b-a)]z}{N_s(z)} I_o(z) \quad (A 6.7.3)$$

$$N_s(z) = z^2 - (2 \cos \omega_f T)z + 1 \quad (A 6.7.4)$$

a mintavételi idő:

$$T = (1+m)\pi - \beta \quad (A 6.7.5)$$

és $v(z) = Z[v_e(t)]$; $i(z) = Z[i_e(t)]$; $I_o(z) = Z[I_{om}(t)]$.

A levezetéshez felhasználtuk a $2f_e g_e + h_e(1-2d_e) = 1$ és az $1+h_e-2d_e=2\cos\omega_f T$ összefüggéseket. $\Delta v(z)/I_o(z)$ hányados időfüggvénye (A 6.7.3)-ból és [97] 592. oldali táblázatából $Z^{-1}[\Delta v(z)/I_o(z)] = (b-a)\cos\omega_f t + (\pi/2)\omega_f (C_s/C_3)\sin\omega_f t$,

amely csak a mintavételi időpontokban értelmezett.

6.8 Függelék

Végértékek

Az (A 6.3.15) és (A 6.3.22) egyenletekből állandósult állapotban

$$v_e = V + K_e^v I_{om} \quad (A 6.8.1)$$

$$i_e = K_e^i I_{om} \quad (A 6.8.2)$$

ahol

$$K_e^v = \frac{2f_e p + (b-a)(1-h_e)}{2d_e(1-h_e) + 2f_e g_e} \quad (A 6.8.3)$$

$$K_e^i = \frac{1}{1-h_e} (p - g_e K_e^v) \quad (A 6.8.4)$$

v_{pe} értéke minden páros, ill. páratlan "1" állapot végén ugyanaz, és pedig $v_{pe}(j-1)$, ill. $v_{pe}(j)$, de $v_{pe}(j-1) > v_{pe}(j)$, továbbá

$$v_e = v_{pe}(j) + v_{pe}(j-1)$$

$$\Delta v_{pe} = v_{pe}(j) - v_{pe}(j-1)$$

és innen

$$v_{pe}(j) = \frac{1}{2} (v_e + \Delta v_{pe}) = v_{ne}(j-1)$$

$$v_{pe}(j-1) = \frac{1}{2} (v_e - \Delta v_{pe}) = v_{ne}(j)$$

(A 6.3.13)-ből

$$K_{pe}^i = \frac{\Delta v_{pe}}{I_{om}} = f_e K_e^i - d_e K_e^v - a$$

(A 6.4.11)-ből

$$V_{ome}^{(L)} = K_{ome}^v I_{om} \quad (A 6.8.5)$$

$$K_{ome}^v = \frac{C_s}{4 \xi_p C_p} \frac{2 - F_{12}}{2 - e^{-\xi_p m \pi} (F_{10} - F_{11} k_1)} \quad (A 6.8.6)$$

(A 6.5.3) és (A 6.6.5)-ből

$$a_{oo} = A_{oo} v_{ome}^{(L)} + B_{oo} v_{ome}^{(c)} \quad (A 6.8.7)$$

$$a_{io} = A_{io} (V - v_e) + B_{io} i_e + 2v_{pe} (j-1) \quad (A 6.8.8)$$

Figyelembe véve még (A 6.6.7)-ből $v_{cm} = I_{om}$ kapcsolatot (A 6.6.9)-ből

$$I_{om} = -V/N \quad (A 6.8.9)$$

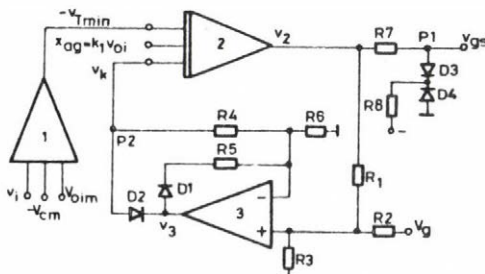
ahol

$$N = a_{il} - (a_{ol} - \frac{C_s}{2C_p}) - (A_{oo} + k_1 B_{oo}) K_{ome}^v - (A_{io} - 1) K_e^v + B_{io} K_e^i - K_{pe}^i - \xi_s \pi$$

6.9 Függelék

Gyujtásszög szabályozó ($\Omega=1$)

A gyujtásszög szabályozó elvi kapcsolási vázlatát az A 6.9.1 ábra mutatja be. A $v_{Tmin} = -V_{cm} + (V_{oim} + v_i)$ ellenőrző jelet az egyenlet jobb oldalán lévő három feszültség előjeles összegezése révén az 1 műveleti erősítő képezi. v_i , v_{cm} és V_{oim} érzékelése a más célra egyébként is beépített és a 6.1.1 ábrán feltüntetett érzékelők útján valósul meg. A 2 integrátor bemenőjele, $v_k=0$ esetben, a gyujtásszög szabályozó ($x_{ag} - v_{Tmin}$) hibajele, ahol $x_{ag} = k_1 v_{oi}$ a szabályozó alapjele ($k_1 = \text{áll.}$). A gyujtásszög szabályozó célja nem a v_{Tmin} feszültség állandóságának, hanem a v_{Tmin}/v_{oi} feszültséghányados állandóságának a beállítása.

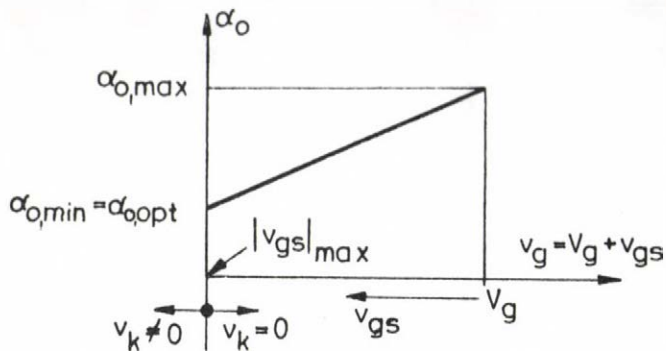


A 6.9.1 ábra
Gyujtásszög szabályozó elvi
kapcsolási vázlata

A gyujtásszög nagyságát $v_g = v_{gs} + V_g$ feszültség változtatja. A szabályozó v_{gs} kimenőjelének az értéktartománya $-V_g \leq v_{gs} \leq 0$. Ez megfelel annak, hogy v_{gs} -sel α_o -t csak α_{omax} és α_{omin} között kívánjuk változtatni (A 6.9.2 ábra).

α_{omax} beállítását a v_{oi} -vel arányos V_g feszültség megválasztásával végezzük. Ha

$v_2 > 0$, a D3 és a D4 diódák nyitottak, s a P1 pontot lekötik a földpotenciálra ($\alpha_o = \alpha_{o,max}$). A $v_2 < 0$ esetben $v_{gs} < 0$, a D3



A 6.9.2 ábra
A gyújtásszabályozó v_{gs} kimenőfeszültsége
és az α_0 gyújtásszög közötti kapcsolat

pontban éled fel, míg a $|v_{gs}| \leq V_g$ tartományban a 3-as erősítőnél a szabályozó hurok megszakad. Az utóbbi esetben $v_3 > 0$, a D1 dióda nyit, a D2 zár, a P2 pont az R4, R6 ellenállásokon át földpotenciálra kerül. A feléledés után a helyzet fordított, a P2 pont potenciálját az R6, R4, D2 utvonalon a föld felől az erősítőbe folyó áram határozza meg, vagyis a v_k feszültségben a D2 dióda feszültségesése nincsen benn. (Az erősítő karakterisztika meredeksége a $v_k = 0$ pontban ugrásszerűen változik.) A $v_k \neq 0$ esetben a 2 és 3 erősítőkből álló 1 típusú szabályozó hurok működésbe lép és állandósult állapotban beállítja a $|v_{gs}| = |v_{gs}|_{\max} = V_g$ egyenlőséget.

Az $\alpha_{0,opt} = 0^\circ$ pontban v_{gs} , vagyis α_0 kis változása ellenére v_{Tmin} és x_{ag} közel állandó marad. Ez a következőképpen látható be: A kimenőfeszültség-szabályozó α_0 változása ellenére biztosítja v_o és ezzel P_o és közelítőleg v_{oi} állandóságát, $dP_o/d\alpha_0 = 0$ és $dv_{oim}/d\alpha_0 \cong 0$.

A gyújtásszögszabályozó helyes működése esetén az inverter ilyenkor is 1. üzemmódban van, $v_i = \pi/4$, $dv_i/d\alpha_0 \cong 0$ (ld. még a 3.6.2 ábrát.) (3.3.6) összefüggésből az 1. üzemmódban

$$\left(\frac{dv_{cm}}{d\alpha_0} \right)_{\alpha_0=0^\circ} = \frac{\pi}{2} \frac{1}{v_i^2} (v_i dP_o/d\alpha_0 - P_o dv_i/d\alpha_0) \cong 0$$

A 2. integrátor bemenetén v_{Tmin} és x_{ag} valóban közelítőleg nem változnak α_0 változásakor. Ezért állandósult állapotban, működő belső szabályozó hurok esetén is, v_k közel zérus lesz.

A gyújtásszöget a kivitelezett inverterben a v_o feszültségből képezzük. Állan-

dióda zár, v_{gs} felveszi a v_2 által megszabott értéket ($\alpha_0 \leq \alpha_{0max}$).

α_{0min} beállítását $|v_{gs}|$ maximális értékének a megválasztásával végezzük. $|v_{gs}|_{\max} = V_g$ választás eredményez $\alpha_{0min} = 0^\circ$ -os gyújtásszöget. A 2-es integrátorból és a 3-as féloldalas műveleti erősítőből álló 1 típusú, belső szabályozó hurok gondoskodik a $|v_{gs}| \leq V_g$ teljesüléséről. Ennek a szabályozó huroknak V_g az alapjele, v_{gs} a szabályozott jellemzője, és v_k a hibajele. A szabályozó a $|v_{gs}|_{\max} = V_g$ azaz az $\alpha_0 = \alpha_{0,opt} = 0^\circ$

dő gyújtásszögszabályozó kimenőfeszültséghez ($v_g = \text{áll.}$), $v_o = \text{áll.}$ esetén, α és nem α_o érték marad állandó. Ezért α_o minimális és maximális értéke a terheléssel kissé változott (M 5.4.3 ábra).

7.1 Függelék

"0", "1" és "2" vezetési állapotok egyenletei

"0" vezetési állapot. Mind a három soros rezgőköri áram zérus. A terhelő kör viselkedését két, elsőrendű differenciálegyenlet írja le

$$\begin{bmatrix} C_p & 0 \\ 0 & L_p \end{bmatrix} \frac{d\mathbf{x}_{on}}{dt} + \begin{bmatrix} R_p^{-1} & 1 \\ -1 & 0 \end{bmatrix} \mathbf{x}_{on} = 0 \quad (\text{A } 7.1.1)$$

ahol $\mathbf{x}_{on}^T = [v_o \ i_L]$. Az egyenlet

$$L_n \frac{dx_{on}}{dt} + R_n x_{on} = 0 \quad (\text{A } 7.1.2)$$

alakba írható át.

Vegyük (A 7.1.2) Laplace transzformáltját

$$(s \mathbf{I} + L_n^{-1} R_n) \mathbf{x}_{on}(s) = \mathbf{x}_{on}(\tau_c) \quad (\text{A } 7.1.3)$$

ahol a kezdeti feltétel vektor $\mathbf{x}_{on}^T = [v_o(\tau_c) \ i_L(\tau_c)]$.
Fejezzük ki innen a keresett $\mathbf{x}_{on}(s)$ vektort

$$\mathbf{x}_{on}(s) = \frac{\text{adj}(s \mathbf{I} + L_n^{-1} R_n)}{N_n(s)} \mathbf{x}_{on}(\tau_c), \quad (\text{A } 7.1.4)$$

ahol

$$N_n(s) = \omega_p^2 [1 + (2\xi_p s / \omega_p) + (s / \omega_p)^2] = \omega_p^2 D_n(s). \quad (\text{A } 7.1.5)$$

$$\omega_p^2 = 1 / L_p C_p; \quad \frac{2\xi_p}{\omega_p} = \frac{L_p}{R_p}$$

Vezessük be az $\mathbf{Y}_n(s)$ átviteli függvény mátrixot:

$$\mathbf{x}_{on}(s) = \mathbf{Y}_n(s) \mathbf{x}_{on}(\tau_c) \quad (\text{A } 7.1.6)$$

ahol

$$\mathbf{Y}_n(s) = \text{adj}(s \mathbf{I} + L_n^{-1} R_n) / N_n(s) \quad (\text{A } 7.1.7)$$

Az adjungált mátrixot kifejtve

$$\mathbf{Y}_n(s) = \begin{bmatrix} sW_{11} & W_{12} \\ W_{21} & W_{22} \end{bmatrix} \quad (\text{A } 7.1.8)$$

alakú átviteli mátrixhoz jutunk, ahol a W_{ij} átviteli függvény általános alakja

$$W_{ij}(s) = 1_{ij} \frac{1 + d_{ij}s}{D_n(s)} \quad (\text{A 7.1.9})$$

$$1_{ij} = \begin{bmatrix} 1/\omega_p^2 & -L_p \\ C_p & 2\xi_p/\omega_p \end{bmatrix}; \quad d_{ij} = \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1/(2\xi_p\omega_p) \end{bmatrix}$$

"1" vezetési állapot: A $0 \leq t \leq \tau_c$ időközben vezessen a T1 tirisztor. Az áramkör viselkedését leíró mátrix egyenlet

$$\underline{L}_c \frac{dx_{oc}}{dt} + \underline{R}_c x_{oc} = \underline{v}_i \quad (\text{A 7.1.10})$$

ahol az \underline{L}_c diagonál mátrix

$$\underline{L}_c = \langle L_s \ C_s \ 2C_p \ 2C_p \ L_p \rangle \quad (\text{A 7.1.11 a})$$

$$\underline{R}_c = \begin{bmatrix} R_s & 1 & 1 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & R_p^{-1} & R_p^{-1} & 1 \\ 0 & 0 & R_p^{-1} & R_p^{-1} & 1 \\ 0 & 0 & -1 & -1 & 0 \end{bmatrix} \quad (\text{A 7.1.11 b})$$

$\underline{v}_i^T = [v_i \ 0 \ 0 \ 0 \ 0]$; $\underline{x}_{oc}^T = [i_{o1} \ v_{c1} \ v_{oi} \ v_{oo} \ i_L]$. Szorozzuk meg balról az (A 7.1.10) egyenletet \underline{L}_c^{-1} -gyel

$$\frac{dx_{oc}}{dt} = -\underline{L}_c^{-1} \underline{R}_c x_{oc} + \underline{L}_c^{-1} \underline{v}_i \quad (\text{A 7.1.12})$$

ahol

$$-\underline{L}_c^{-1} \underline{R}_c = \begin{bmatrix} -\omega_L & \frac{-1}{L_s} & \frac{-1}{L_s} & 0 & 0 \\ \frac{1}{C_s} & 0 & 0 & 0 & 0 \\ \frac{1}{2C_p} & 0 & -\omega_c & -\omega_c & -\frac{1}{2C_p} \\ 0 & 0 & -\omega_c & -\omega_c & -\frac{1}{2C_p} \\ 0 & 0 & \frac{1}{L_p} & \frac{1}{L_p} & 0 \end{bmatrix} \quad (\text{A 7.1.12 a})$$

$\omega_L = R_s/L_s$, $\omega_c = 1/(2C_p R_p)$. Laplace transzformáljuk az (A 7.1.12) egyenletet

$$(s\mathbf{I} + \mathbf{L}_C^{-1} \mathbf{R}_C) \mathbf{x}_{OC}(s) = \mathbf{x}_{OC}(0) + \mathbf{L}_C^{-1} \mathbf{v}_1(s) \quad (7.1.12 \text{ b})$$

ahol a kezdeti feltétel sorvektor $\mathbf{x}_{OC}^T(0) = [i_{01}(0) v_{c1}(0) v_{o1}(0) v_{o0}(0) 1_L(0)]$;

$$\text{és } \mathbf{v}_1^T(s) = [\frac{v}{s} \ 0 \ 0 \ 0 \ 0]; \quad \mathbf{v}_1^T(s) = \frac{1}{s} \mathbf{v}_1^T.$$

(A 7.1.12 b)-ből

$$\mathbf{x}_{OC}(s) = \frac{\text{adj}(s\mathbf{I} + \mathbf{L}_C^{-1} \mathbf{R}_C)}{N_C(s)} [\mathbf{x}_{OC}(0) + \mathbf{L}_C^{-1} \frac{1}{s} \mathbf{v}_1] \quad (A 7.1.13)$$

$$\text{ahol } N_C(s) = \frac{(\omega_p \omega_s)^2}{k} s D_C(s)$$

$$D_C(s) = 1 + a_1 s + a_2 s^2 + a_3 s^3 + a_4 s^4 = [1 + (2\xi_a s/\omega_a) + (s/\omega_a)^2][1 + (2\xi_b s/\omega_b) + (s/\omega_b)^2]$$

$$a_1 = \frac{2\xi_p}{\omega_p} + k \frac{2\xi_s}{\omega_s}; \quad a_2 = k \left(\frac{1}{\omega_p^2} + \frac{1}{\omega_s^2} + \frac{2\xi_p}{\omega_p} \frac{2\xi_s}{\omega_s} + \frac{1}{2} \frac{C_s}{C_p} \frac{1}{\omega_p^2} \right)$$

$$a_3 = k \left(\frac{1}{\omega_p^2} \frac{2\xi_s}{\omega_s} + \frac{1}{\omega_s^2} \frac{2\xi_p}{\omega_p} \right); \quad a_4 = k \frac{1}{(\omega_p \omega_s)^2}$$

$$\omega_s^2 = 1/L_s C_s; \quad k = \frac{4C_p}{4C_p + C_s}; \quad \frac{2\xi_s}{\omega_s} = R_s C_s$$

(A 7.1.13) egyenlet az $\mathbf{y}_C(s)$ átviteli függvény mátrix bevezetésével

$$\mathbf{x}_{OC}(s) = \mathbf{y}_C(s) [\mathbf{x}_{OC}(0) + \mathbf{v}_1] \quad (A 7.1.14)$$

alakba írható át, ahol

$$\mathbf{y}_C(s) = \frac{\text{adj}(s\mathbf{I} + \mathbf{L}_C^{-1} \mathbf{R}_C)}{N_C(s)} \quad (A 7.1.15)$$

Az \mathbf{L}_C^{-1}/s mátrixot $\mathbf{y}_C(s)$ tartalmazza. ($\mathbf{y}_C(s)$ első oszlopába egy $(1/sL_s)$ szorzó került). Az $\text{adj}(s\mathbf{I} + \mathbf{L}_C^{-1} \mathbf{R}_C)$ mátrixot megoldva az $\mathbf{y}_C(s)$ átviteli függvény mátrix

$$\mathbf{y}_C(s) = \begin{bmatrix} z_{11} & z_{12} & z_{13} & z_{14} & s z_{15} \\ \frac{1}{s} z_{21} & \frac{1}{s} z_{22} & \frac{1}{s} z_{23} & \frac{1}{s} z_{24} & z_{25} \\ \frac{1}{s} z_{31} & \frac{1}{s} z_{32} & \frac{1}{s} z_{33} & \frac{1}{s} z_{34} & z_{35} \\ \frac{1}{s} z_{41} & \frac{1}{s} z_{42} & \frac{1}{s} z_{43} & \frac{1}{s} z_{44} & z_{45} \\ z_{51} & z_{52} & z_{53} & z_{54} & \frac{1}{s} z_{55} \end{bmatrix} \quad (A 7.1.16)$$

ahol

$$\Sigma Z_{22} = \frac{1}{s}(1 + Z_{22}); \quad \Sigma Z_{33} = \frac{1}{s}Z_{331} + Z_{332} + sZ_{333};$$

$$\Sigma Z_{34} = \frac{1}{s}Z_{341} + Z_{342} + sZ_{343}; \quad \Sigma Z_{43} = \frac{1}{s}Z_{431} + Z_{432} + sZ_{433};$$

$$\Sigma Z_{44} = \frac{1}{s} + \frac{1}{s}Z_{441} + Z_{442}; \quad \Sigma Z_{55} = sZ_{551} + Z_{552}$$

A $Z_{ij}(s)$ átviteli függvények általános alakja

$$Z_{ij} = k_{ij} \frac{1 + a_{ij}s + b_{ij}s^2}{D_c(s)} \quad (\text{A 7.1.17})$$

A k_{ij} , a_{ij} és b_{ij} állandók mátrix alakban

$$k_{ij} = \begin{bmatrix} kC_1 & -kC_1 & -kC_1/2 & kC_1/2 & L_p C_1 k/2 \\ k & -k & -k/2 & k/2 & L_p k/2 \\ kC_1/4C_p & -kC_1/4C_p & K_{33} & K_{34} & -L_p k/2 \\ -kC_1/4C_p & kC_1/4C_p & K_{43} & K_{44} & -L_p k_1 \\ kC_1/2 & -kC_1/2 & kC_p & 2C_p k_1 & K_{55} \end{bmatrix} \quad (\text{A 7.1.18})$$

$$a_{ij} = \begin{bmatrix} \xi'_p & \xi'_p & \xi'_p & \xi'_p & 0 \\ \xi'_p & \xi'_p & \xi'_p & \xi'_p & 0 \\ \xi'_p & \xi'_p & \xi'_p & \xi'_p & \xi'_s \\ \xi'_p & \xi'_p & \xi'_p & k\xi'_s/\omega_s & k\xi'_s/\omega_s \\ 0 & 0 & \xi'_s & k\xi'_s/\omega_s & A_{55} \end{bmatrix} \quad (\text{A 7.1.19})$$

$$b_{ij} = \begin{bmatrix} b & b & 2b & 0 & 0 \\ b & b & 2b & 0 & 0 \\ 2b & 2b & 2b & 0 & b_s \\ 0 & 0 & 0 & b_s k/2 & b_s k/2 \\ 0 & 0 & b_s & b & /2 & B_{55} \end{bmatrix} \quad (\text{A 7.1.20})$$

$$\begin{aligned} k_1 &= \frac{2C_p + C_s}{4C_p + C_s}, \quad K_{33} = k/2, \quad k\xi'_s/\omega_s, \quad k/2\omega_s^2, \quad K_{34} = -k/2, \quad -k\xi'_s/\omega_s, \quad -k/2\omega_s^2, \quad K_{43} = \\ &= -k/2, \quad -k\xi'_s/\omega_s, \quad -k/2\omega_s^2, \quad K_{44} = -k_1, \quad -k_1^2\xi'_p/\omega_p, \quad K_{55} = 2k_1/\omega_p^2, \quad 2\xi'_p/\omega_p, \quad A_{55} = \\ &= k\xi'_s/\omega_s, \quad k2\xi'_s/\omega_s, \quad B_{55} = k/2\omega_s^2, \quad k/\omega_s^2, \quad \xi'_p = 2\xi'_p/\omega_p, \quad \xi'_s = 2\xi'_s/\omega_s, \quad b = 1/\omega_p^2, \\ b_s &= 1/\omega_s^2. \end{aligned}$$

A K_{ij} , A_{55} és B_{55} kifejezésekben a jobb oldali első tag z_{ij1} -hez, a második tag z_{ij2} -höz tartozik stb.

"2" vezetési állapot. A soros rezgőköri áramok közül kettő nem zérus. A rendszert leíró hét differenciálegyenlet mátrix alakban

$$\underline{L}_2 \frac{dx_{o2}}{dt} + \underline{R}_2 x_{o2} = \underline{v}_i \quad (\text{A 7.1.21})$$

ahol az \underline{L}_2 diagonál mátrix

$$\underline{L}_2 = \langle L_s \ L_s \ C_s \ C_s \ 2C_p \ 2C_p \ L_p \rangle \quad (\text{A 7.1.22 a})$$

$$\underline{R}_2 = \begin{bmatrix} R_s & 0 & 1 & 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & R_s & 0 & 1 & 1 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ -1 & -1 & 0 & 0 & R_p^{-1} & R_p^{-1} & 1 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & R_p^{-1} & R_p^{-1} & 1 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & -1 & -1 & 0 \end{bmatrix} \quad (\text{A 7.1.22 b})$$

$$x_{o2}^T = [i_{o1} \ i_{o4} \ v_{c1} \ v_{c3} \ v_{oi} \ v_{oo} \ i_L], \quad v_i^T = [v_i \ -v_i \ 0 \ 0 \ 0 \ 0 \ 0].$$

A 2 index a kettős tirisztor vezetésre utal.

Szorozzuk meg az (A 7.1.21)-et balról \underline{L}_2^{-1} -gyel

$$\frac{dx_{o2}}{dt} = -\underline{L}_2^{-1} \underline{R}_2 x_{o2} + \underline{L}_2^{-1} \underline{v}_i \quad (\text{A 7.1.23})$$

ahol

$$-\underline{L}_2^{-1} \underline{R}_2 = \begin{bmatrix} -\omega_L & 0 & -\frac{1}{L_s} & 0 & -\frac{1}{L_s} & 0 & 0 \\ 0 & -\omega_L & 0 & -\frac{1}{L_s} & -\frac{1}{L_s} & 0 & 0 \\ \frac{1}{C_s} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \frac{1}{C_s} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ \frac{1}{2C_p} & \frac{1}{2C_p} & 0 & 0 & -\omega_c & -\omega_c & -\frac{1}{2C_p} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & -\omega_c & -\omega_c & -\frac{1}{2C_p} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & -\frac{1}{L_p} & -\frac{1}{L_p} & 0 \end{bmatrix} \quad (\text{A 7.1.24})$$

$$\omega_L = R_s/L_s, \quad \omega_c = 1/2C_p R_p.$$

Az előző két állapothoz teljesen hasonlóan

$$\underline{x}_{02}(s) = \underline{Y}_2(s)[\underline{x}_{02}(0) + \underline{v}_1] \quad (\text{A } 7.1.25)$$

$$\underline{Y}_2(s) = \frac{\text{adj}(s\underline{I} + \underline{L}^{-1}\underline{R}_2)}{N_2(s)} \quad (\text{A } 7.1.26)$$

Az adjungált mátrix kiszámítása hosszadalmas és ezért az átviteli függvény mátrixot erre az esetre már nem határoztuk meg. Ehelyett a vizsgálatot a 7.4 pontban az állapot módszerrel végeztük el.

7.2 Függelék

Időfüggvények a "0" és "1" vezetési állapotban

"0" vezetési állapot: Az $\underline{Y}_n(s)$ átviteli függvény mátrix egyik elemének, $W_{ij}(s)$ -nek az inverz Laplace transzformáltja

$$w_{ij}(t) = L^{-1}[W_{ij}(s)] = F_{ij} e^{-\xi_p \omega_p t} \sin \beta_{ij} t \quad (\text{A } 7.2.1)$$

ahol

$$F_{ij} = 1_{ij} \omega_p \sqrt{\frac{1+B}{1-\xi_p^2}}; \quad B = -2d_{ij} \xi_p \omega_p + d_{ij}^2 \omega_p^2$$

$$\beta_{ij}(t) = \omega_p \sqrt{1-\xi_p^2} t + \psi_{ij}; \quad \psi_{ij} = \tan^{-1} \frac{d_{ij} \omega_p \sqrt{1-\xi_p^2}}{1-d_{ij} \xi_p \omega_p}$$

Az átviteli függvény mátrixban szerepel egy $(s W_{ij})$ alaku átviteli függvény is, amelynek a súlyfüggvénye (A 7.2.1) időszerinti deriváltja.

"1" vezetési állapot: Az $\underline{Y}_c(s)$ átviteli függvény mátrix egyik elemének $\frac{1}{s} z_{ij}(s)$ -nek az inverz Laplace transzformáltja

$$z_{Iij}(t) = L^{-1}[\frac{1}{s} z_{ij}(s)] = k_{ij} [1 + F_{aij} e^{-\xi_a \omega_a t} \sin \alpha_{aij}(t) +$$

$$+ F_{bij} e^{-\xi_b \omega_b t} \sin \alpha_{bij}(t)] \quad (\text{A } 7.2.2)$$

ahol

$$F_{ij}(\xi_3, \omega_3, \xi_4, \omega_4) = \frac{\omega_4^2 (A_1^2 + A_2^2)^{1/2}}{\sqrt{1-\xi_3^2} (A_3^2 + A_4^2)^{1/2}}; \quad A_1 = 1 - a_{ij} \omega_3 \xi_3 +$$

$$+ 2b_{ij} \omega_3^2 \xi_3^2 - b_{ij} \omega_3^2;$$

$$A_2 = \omega_3 \sqrt{1-\xi_3^2} (2\xi_3 b_{ij} \omega_3 - a_{ij}); \quad A_3 = \omega_4^2 - 2\xi_3 \omega_3 \xi_4 \omega_4 + 2\xi_3^2 \omega_3^2 - \omega_3^2;$$

$$A_4 = 2\omega_3 \sqrt{1 - \xi_3^2} (\xi_3 \omega_3 - \xi_4 \omega_4); \quad F_{aij} = F_{ij}(\xi_a, \omega_a, \xi_b, \omega_b);$$

$$F_{bij} = F_{ij}(\xi_b, \omega_b, \xi_a, \omega_a); \quad \alpha_a(t) = \omega_a \sqrt{1 - \xi_a^2} t - \psi_{aij}; \quad \alpha_b(t) = \omega_b \sqrt{1 - \xi_b^2} t - \psi_{bij};$$

$$\psi_{ij}(\xi_3, \omega_3, \xi_4, \omega_4) = \tan^{-1} \frac{\sqrt{1 - \xi_3^2}}{-\xi_3} + \tan^{-1} \frac{A_2}{A_1} - \tan^{-1} \frac{A_4}{A_3};$$

$$\psi_{aij} = \psi_{ij}(\xi_a, \omega_a, \xi_b, \omega_b); \quad \psi_{bij} = \psi_{ij}(\xi_b, \omega_b, \xi_a, \omega_a);$$

A $z_{ij}(s)$, ill. s $z_{ij}(s)$ alaku átviteli függvény súlyfüggvényét (A 7.2.2) idő-
szerinti első, ill. második deriváltja adja.

NAGY ISTVÁN

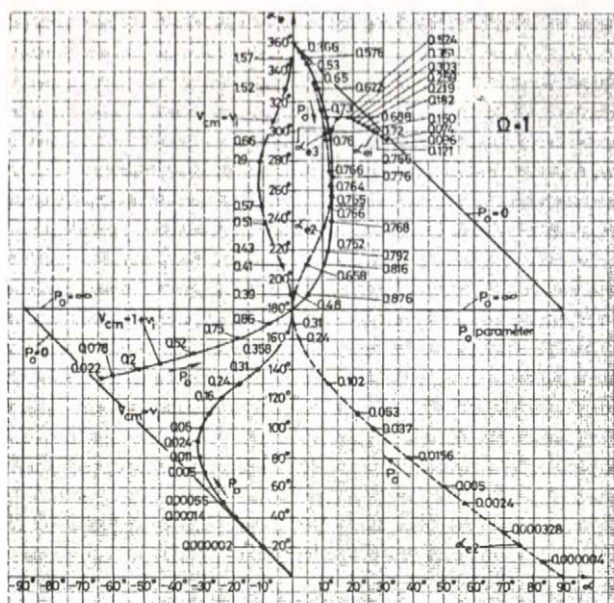
FREKVENCIAOSZTÁSOS, KÖZÉPFREKVENCIÁS INVERTER ELMÉLETE

c. értekezés

MELLÉKLET

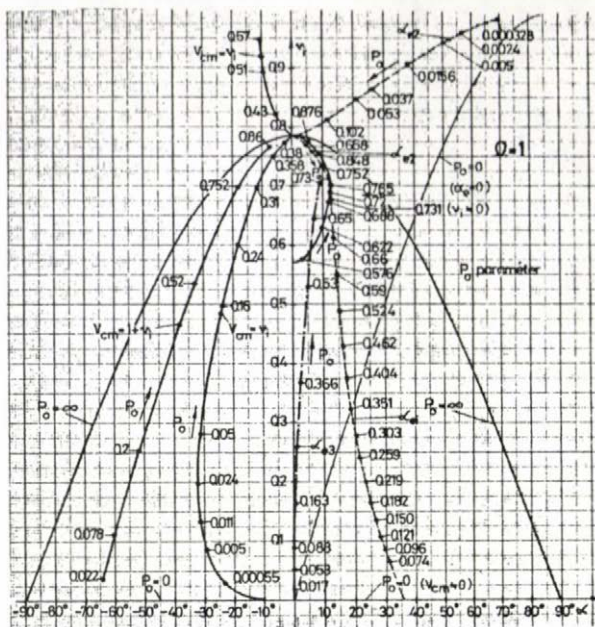
Budapest

1974



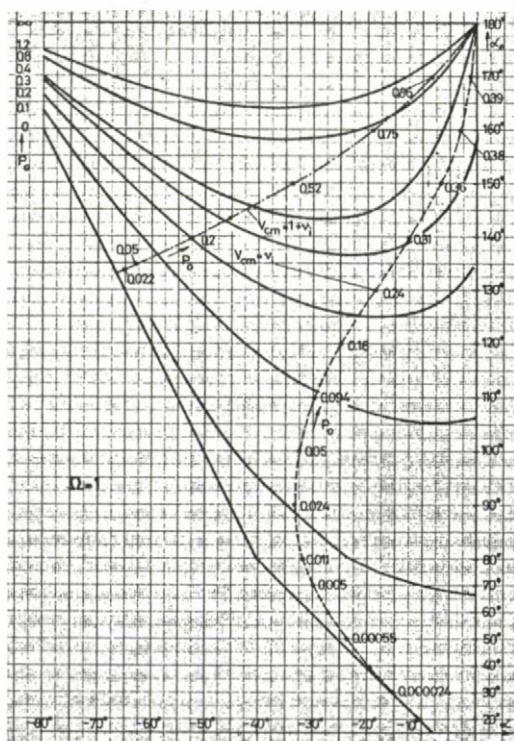
M 3.6.1 ábra

P_0 -val paraméterezett határgörbék



M 3.6.2 ábra

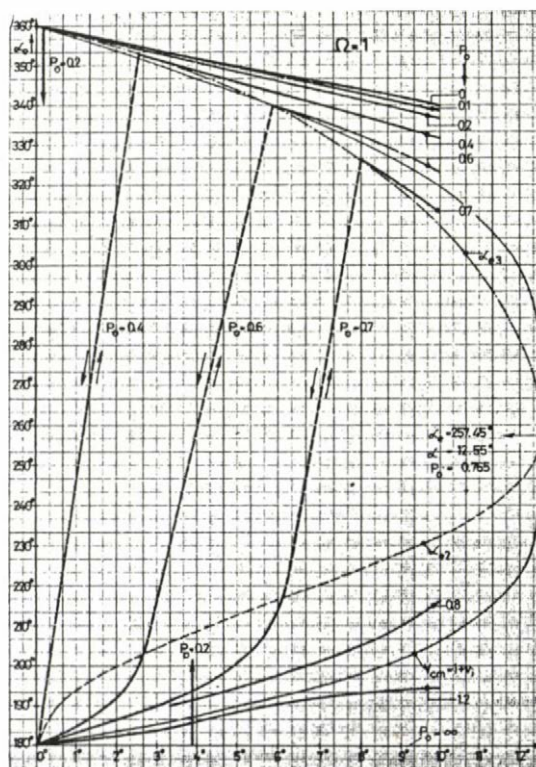
P_0 -val paraméterezett határgörbék



M 3.6.3 ábra

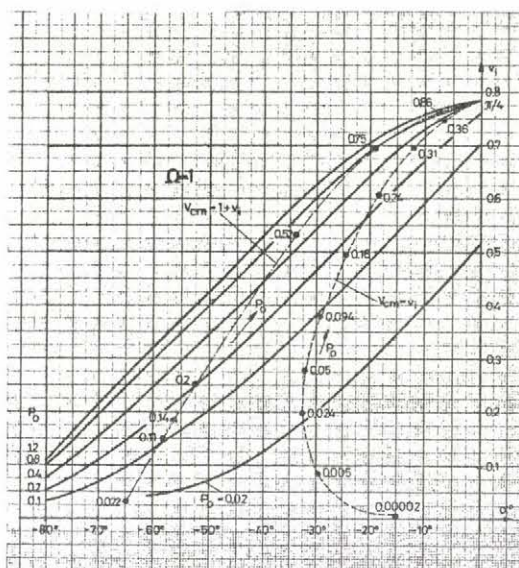
P_0 =áll. görbesereg negatív gyújtásszögekre.

Nagyítás a 3.6.1 ábrából

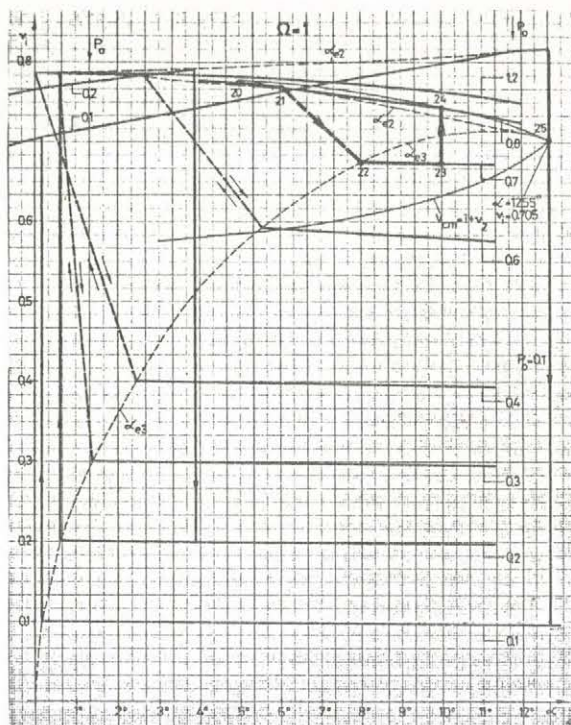


M 3.6.4 ábra

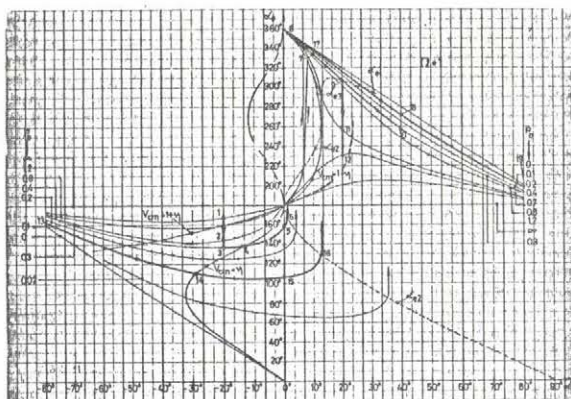
Tranziens (labilis) tartomány kinagyítása a 3.6.1 ábrából



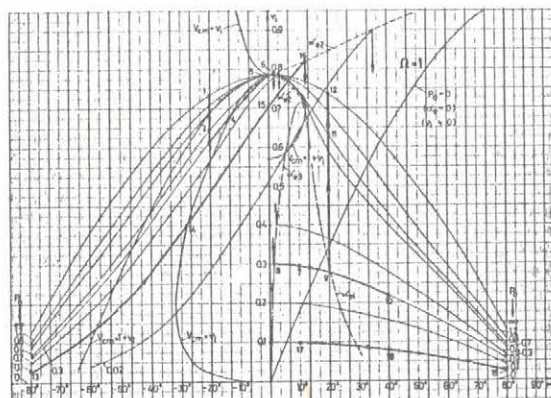
M 3.6.5 ábra
 $P_o = \text{áll.}$ görbesereg negatív
gyújtásszögekre
Nagyítás a 3.6.2 ábrából



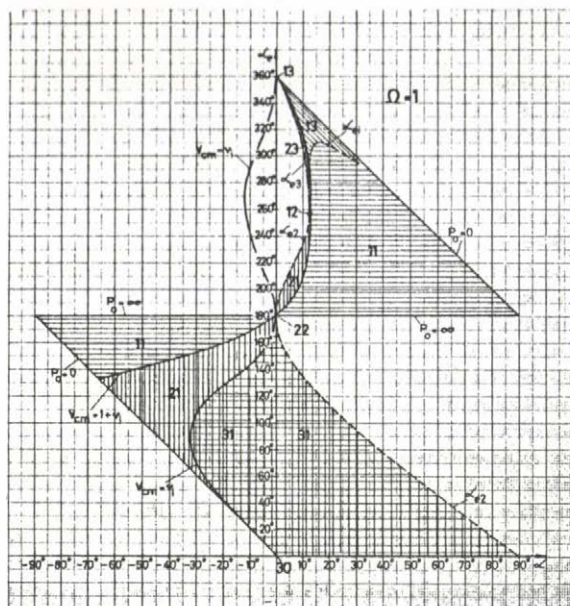
M 3.6.6 ábra
Tranziens (labilis) tartomány
kinagyítása
a 3.6.2 ábrából



M 3.6.7 ábra
A számozott munkapontokban a pozitív
alinverter időfüggvényei, ugyanolyan
kép számmal, a 3.6.4 ábrában talál-
hatók

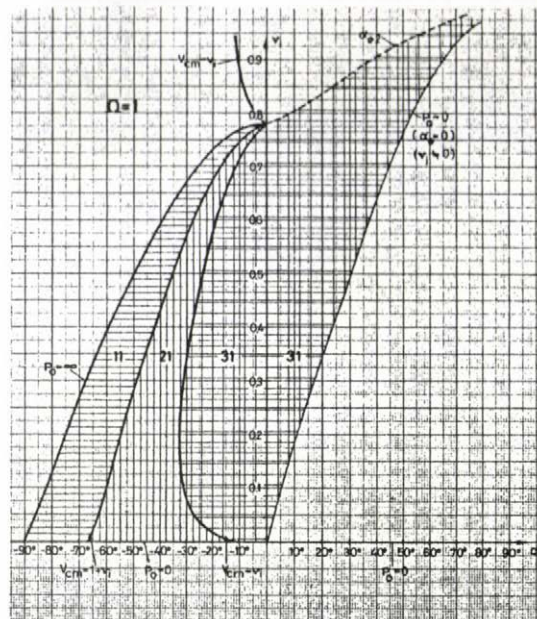


M 3.6.8 ábra
A számozott munkapontokban a pozitív
alinverter időfüggvényei, ugyanolyan
kép számmal, a 3.6.4 ábrában talál-
hatók



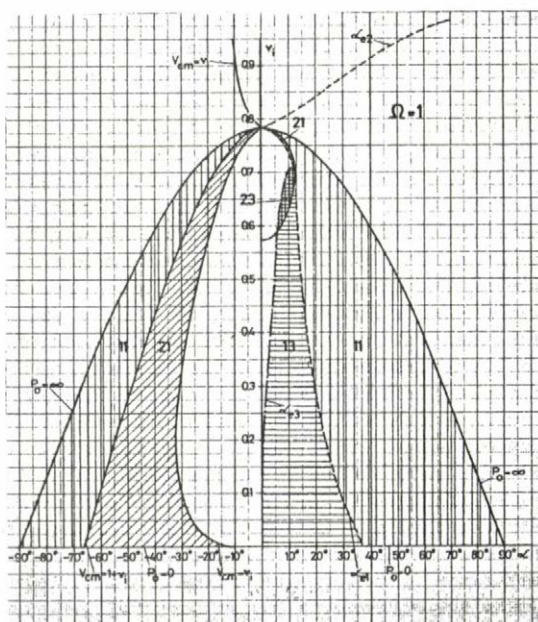
M 3.6.9 ábra

Azonos állapotjelzőhöz tartozó
tartományok



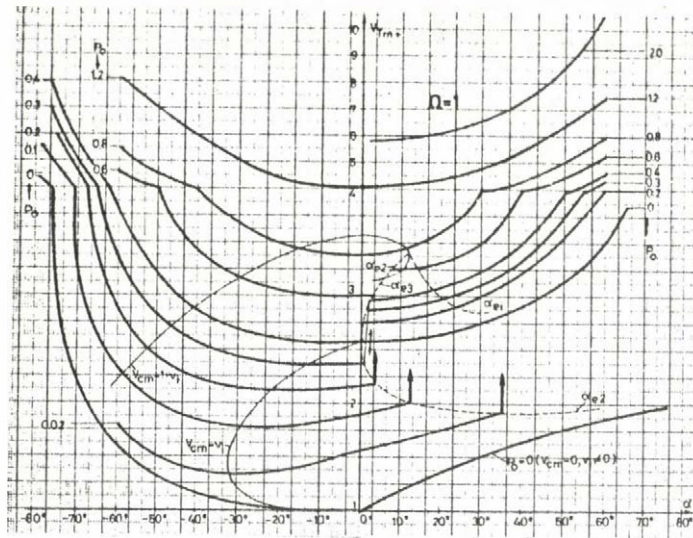
M 3.6.10 ábra

Azonos állapotjelzőhöz tartozó
tartományok



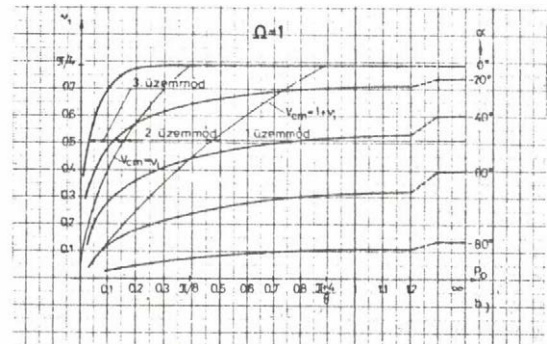
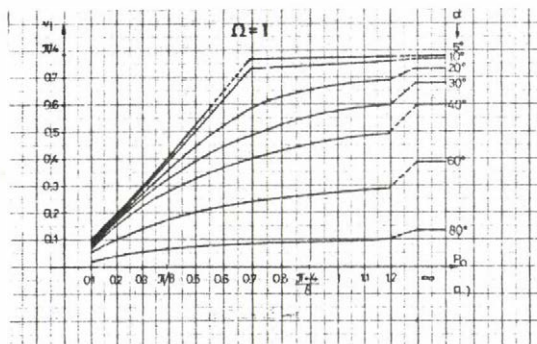
M 3.6.11 ábra

Azonos állapotjelzőhöz tartozó
tartományok



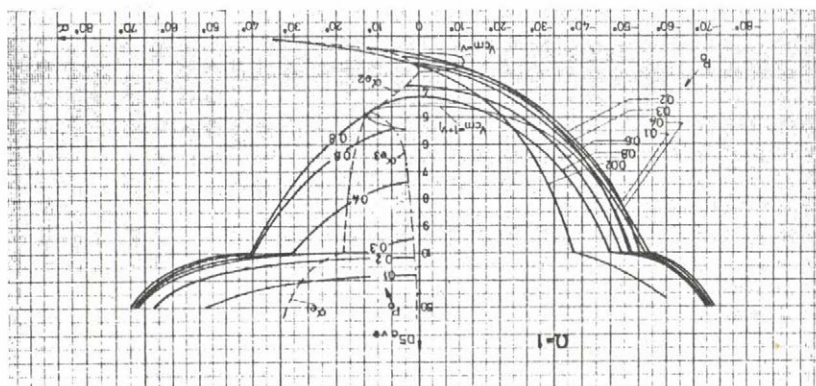
M 3.7.1 ábra

Tirisztor feszültség pozitív csúcértékének (V_{Tm+}) a változása a gyújtásszög függvényében



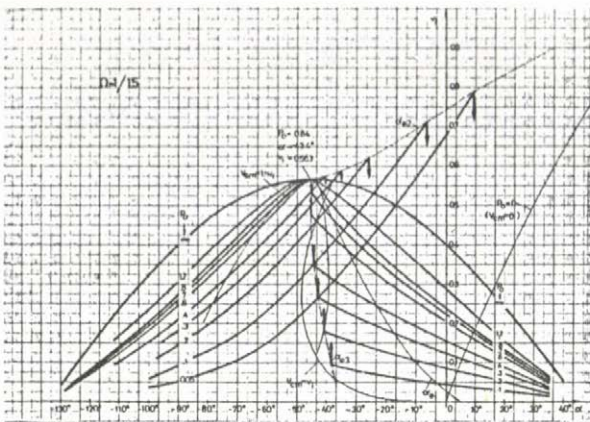
M 3.7.2 ábra

A v_i bemenő feszültség változása a P_0 kimenő teljesítmény függvényében pozitív (a ábra) és negatív (b ábra) gyújtásszögekre



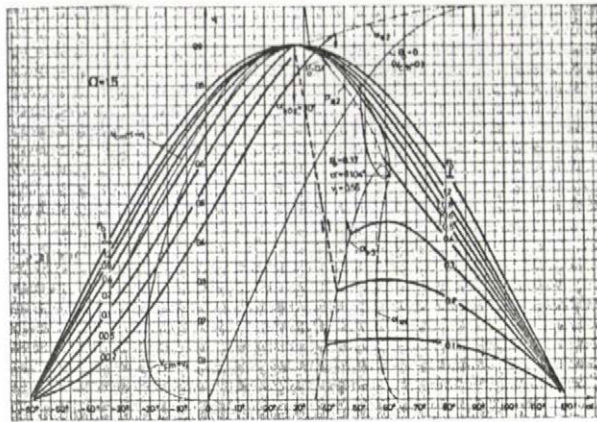
M 3.7.3 ábra

Az inverter tirisztorok kihasználtsági fokának, DS_{ave} -nak az alakulása a gyújtásszög függvényében. P_0 paraméter.



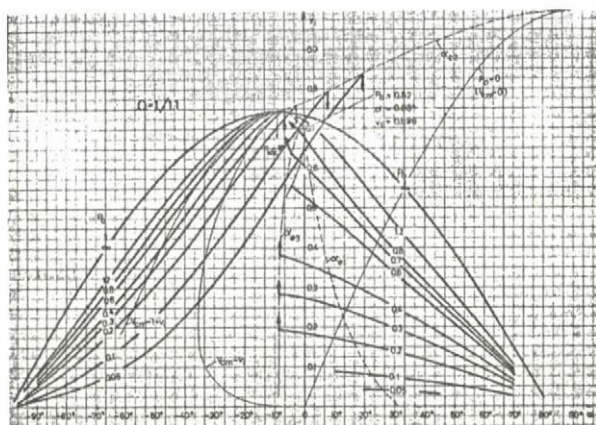
M 3.12.1 ábra

Állandó P_0 görbék a $v_1 \sim \alpha$ síkon



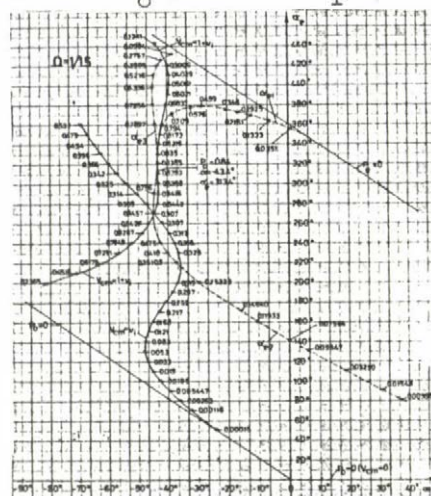
M 3.12.4 ábra

Állandó P_0 görbék a $v_1 \sim \alpha$ síkon



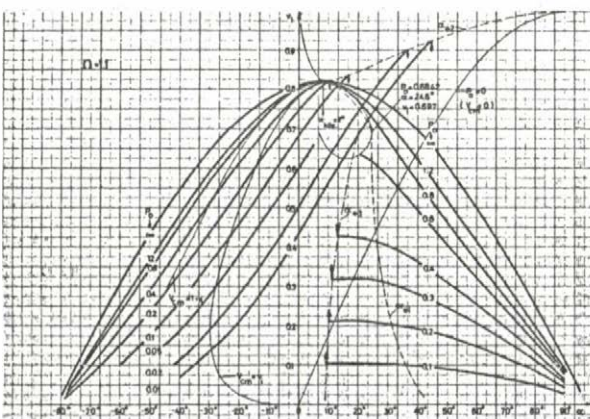
M 3.12.2 ábra

Állandó P_0 görbék a $v_1 \sim \alpha$ síkon



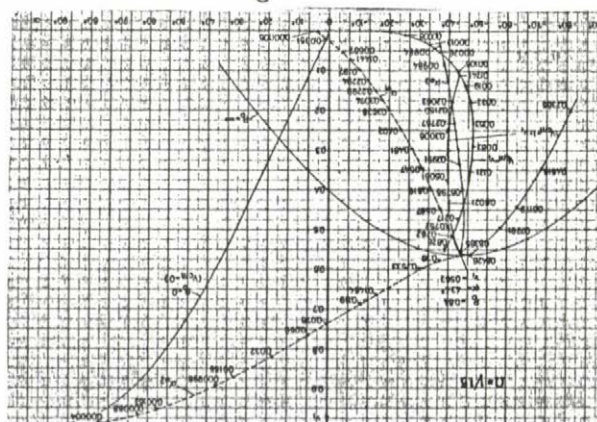
M 3.12.5 ábra

P_0 -val paraméterezett határgörbék
az $\alpha_e \sim \alpha$ síkon



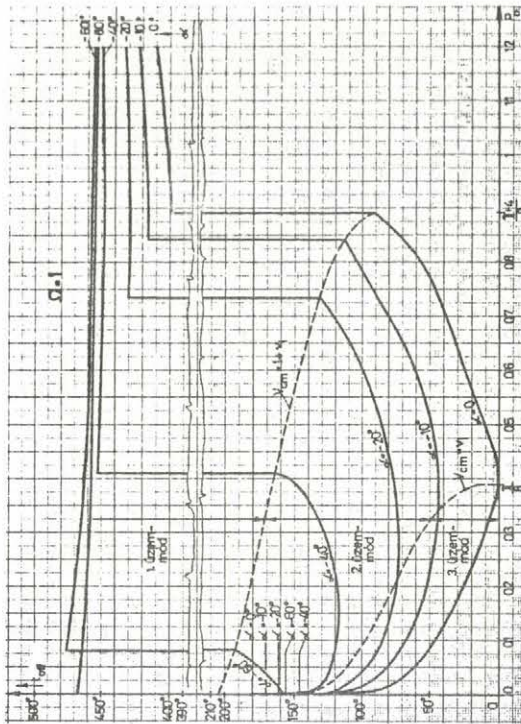
M 3.12.3 ábra

Állandó P_0 görbék a $v_1 \sim \alpha$ síkon



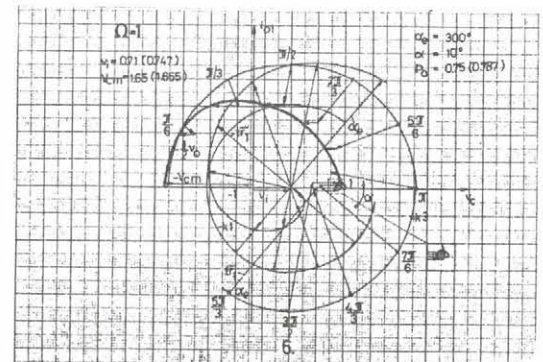
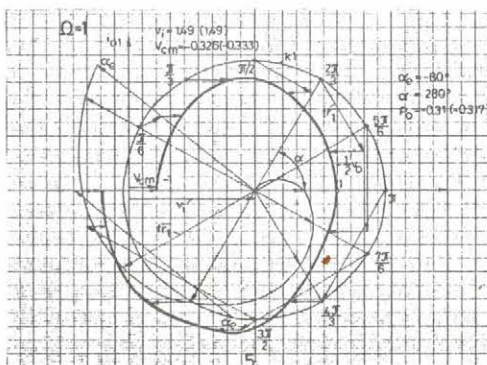
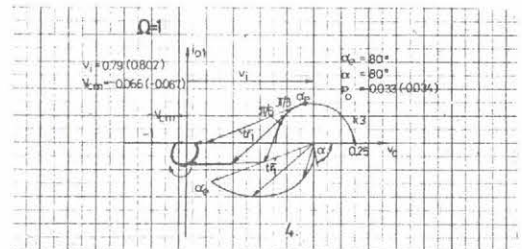
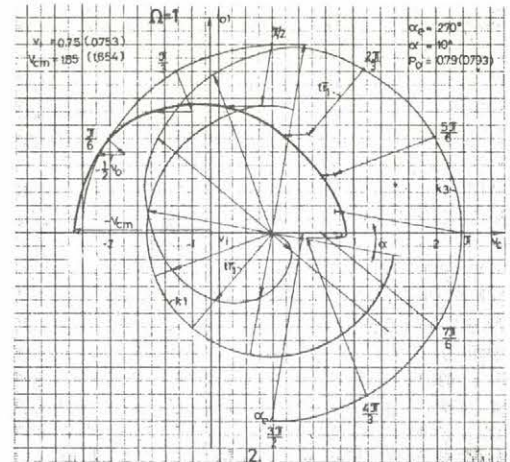
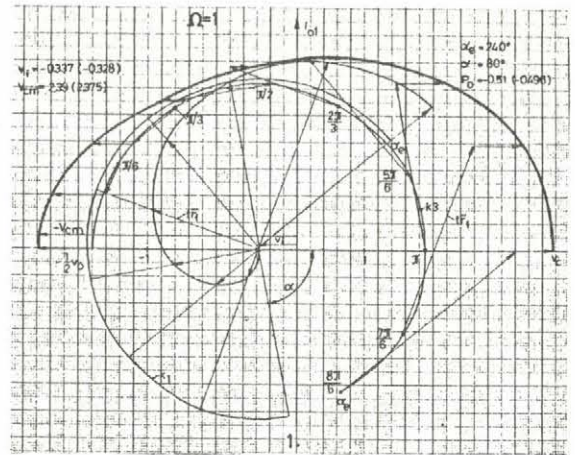
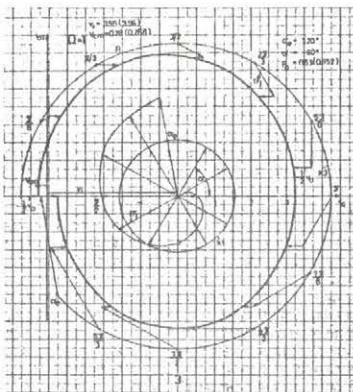
M 3.12.6 ábra

P_0 -val paraméterezett határgörbék
a $v_1 \sim \alpha$ síkon



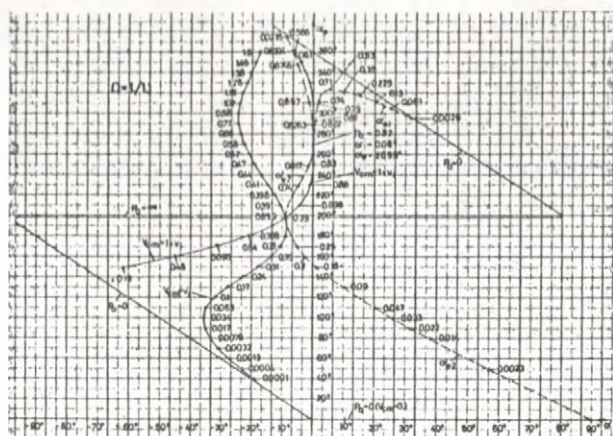
M 3.7.4 ábra

A szabaddáválási idő (t_{off}) változása
a P_o kimenő teljesítmény függvényében
negatív gyújtásszögekre

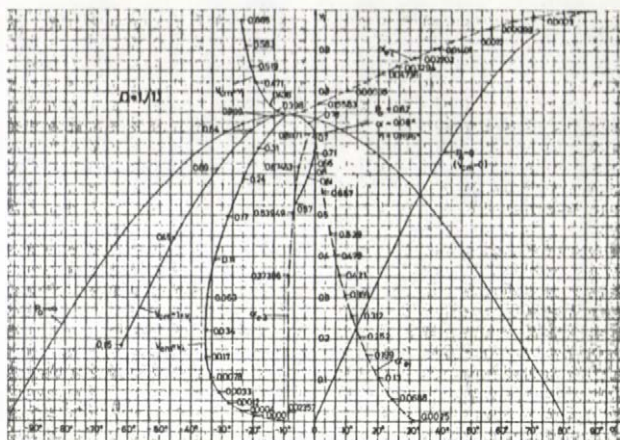


M 3.11.1 ábra

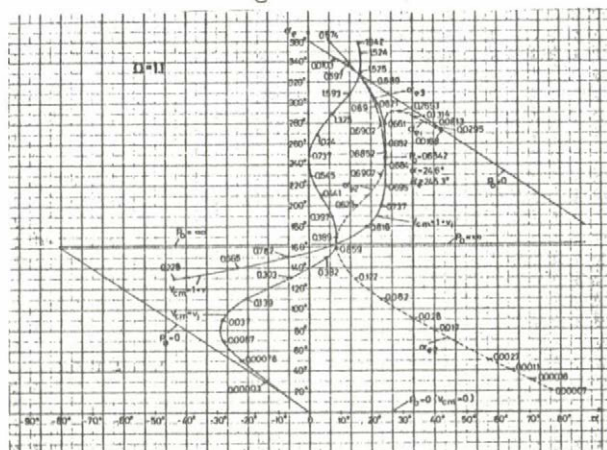
Hat munkaponthoz megszerkesztett hat fázisgörbe



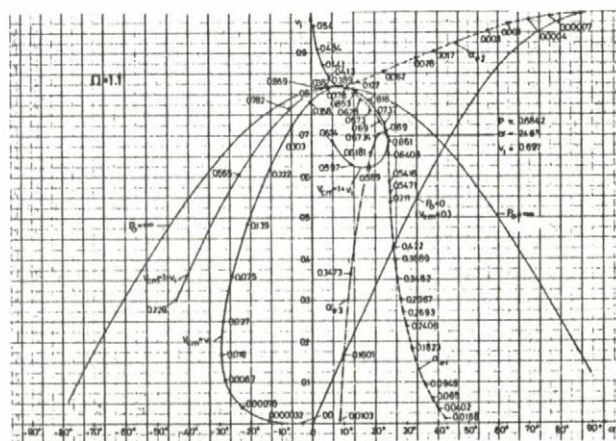
M 3.12.7 ábra
 P_O -val paraméterezett határgörbék
 az $\alpha_e \sim \alpha$ síkon



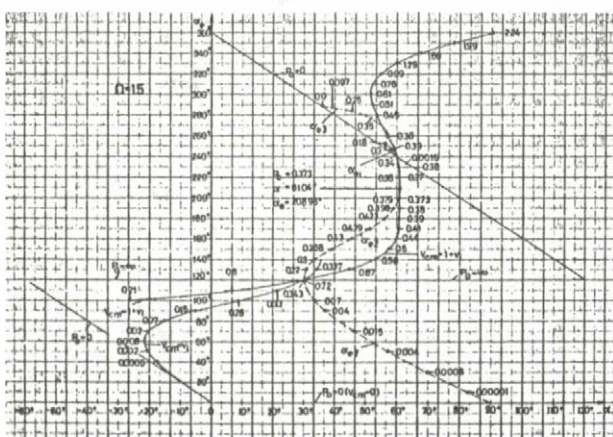
M 3.12.8. ábra
 P_O -val paraméterezett határgörbék
 a $v_1 \sim \alpha$ síkon



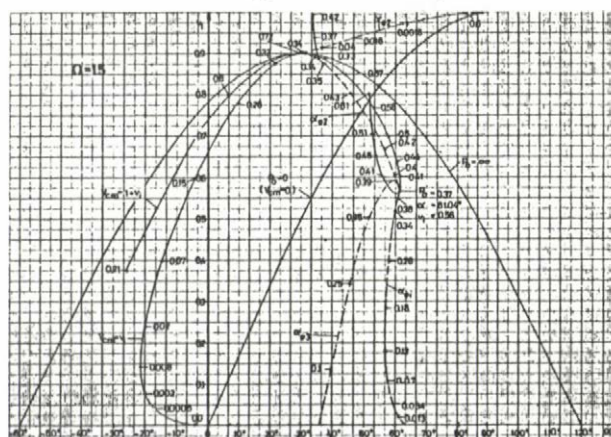
M 3.12.9 ábra
 P_O -val paraméterezett határgörbék
 az $\alpha_e \sim \alpha$ síkon



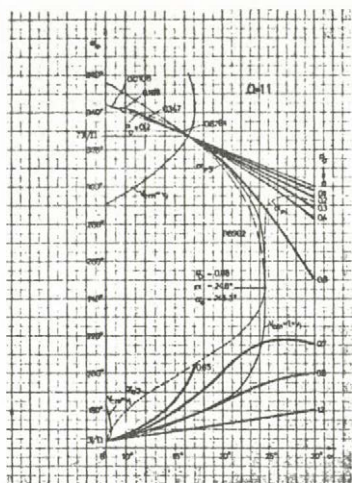
M 3.12.10 ábra
 P_O -val paraméterezett határgörbék
 a $v_i \sim \alpha$ síkon



M 3.12.11 ábra
 P_O -val paraméterezett határgörbék
 az $\alpha_e \sim \alpha$ síkon

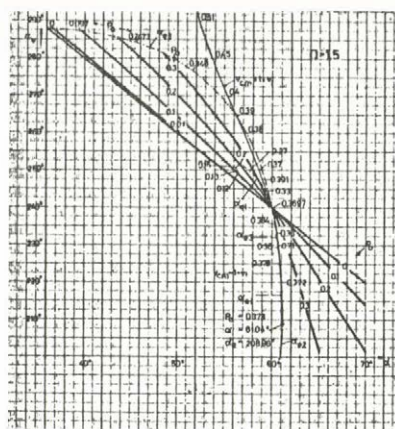


M 3.12.12 ábra
 P_O -val paraméterezett határgörbék
 a $v_j \sim \alpha$ síkon



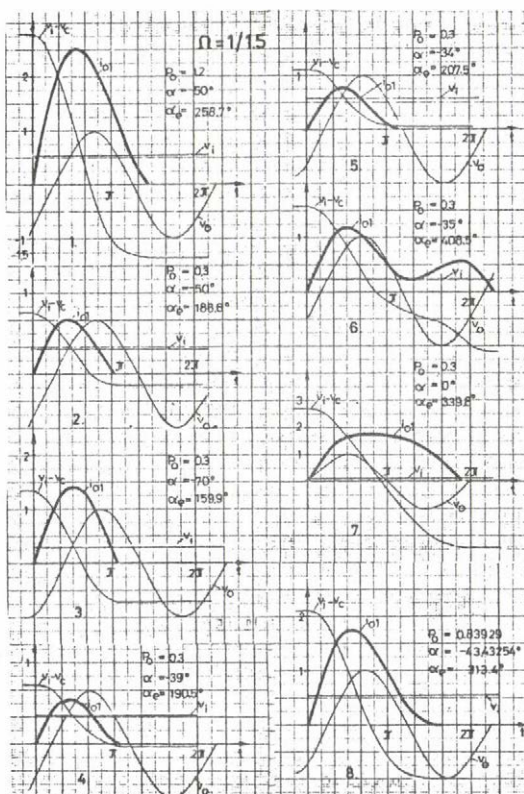
M 3.12.13 ábra

Nagyítás a 3.12.3 ábra tranziens (labilis) állapothoz tartozó részéről.



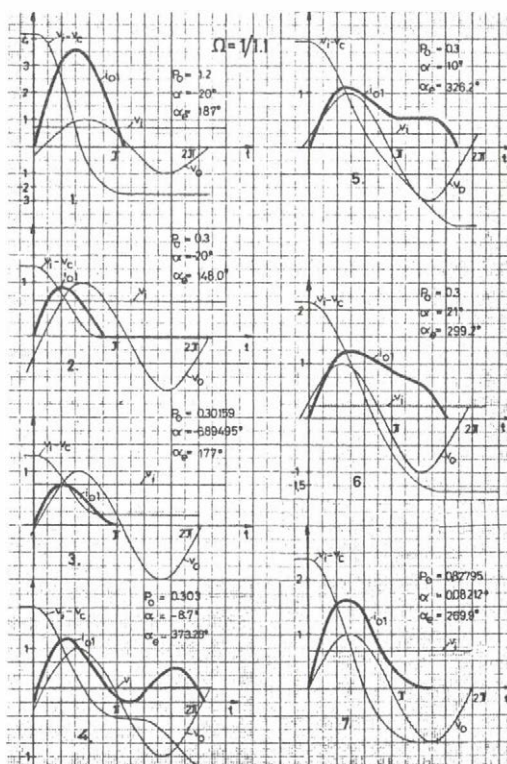
M 3.12.14 ábra

Nagyítás a 3.12.4 ábra tranziens (labilis) állapothoz tartozó részéről



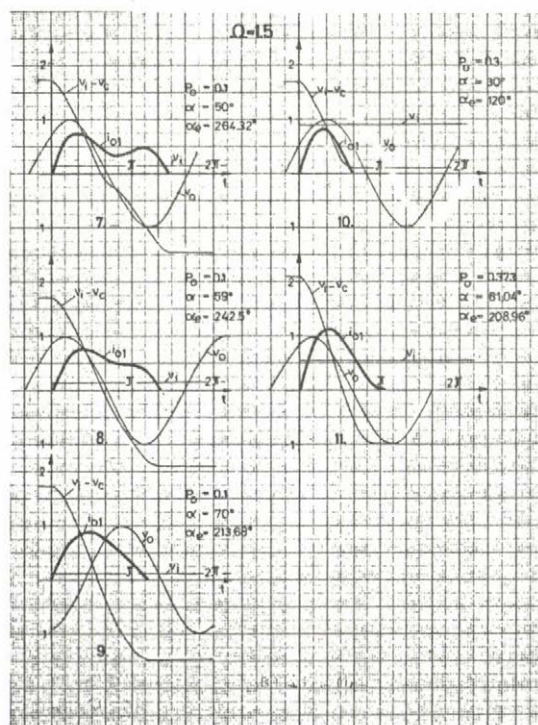
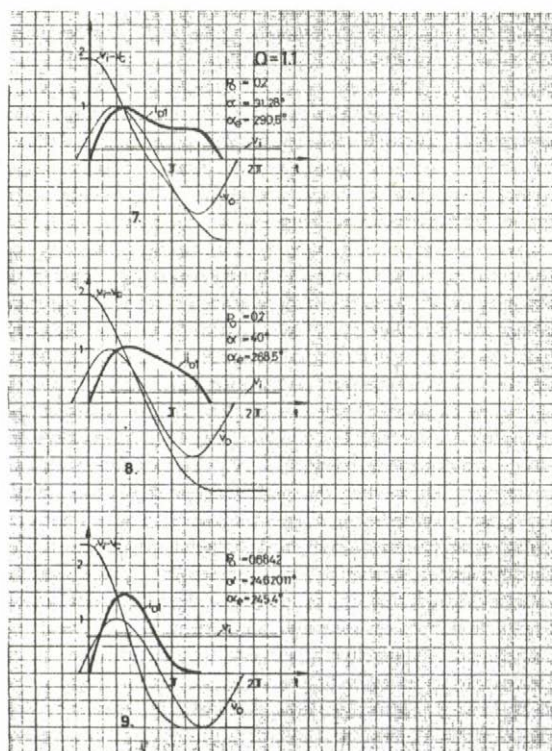
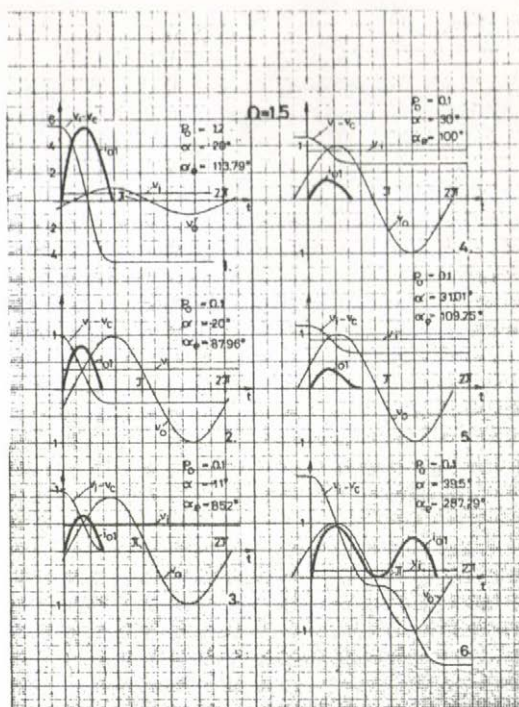
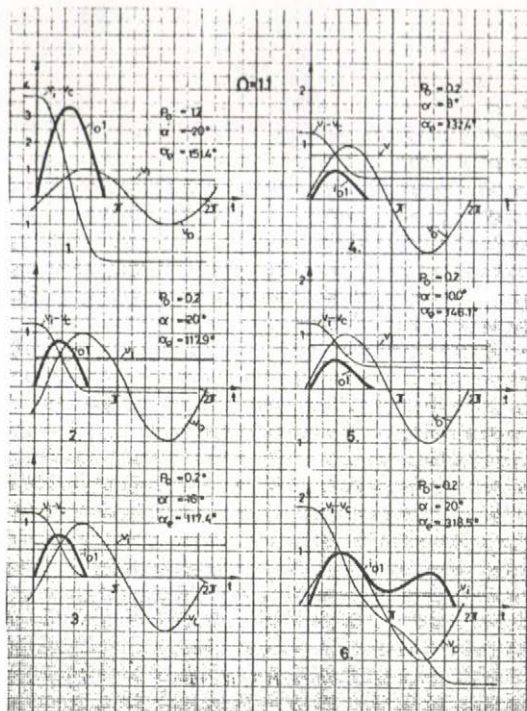
M 3.12.15 ábra

A 3.12.1 ábrába bejelölt 1...8 pontokhoz tartozó számított, léptékhelyes időfüggvények



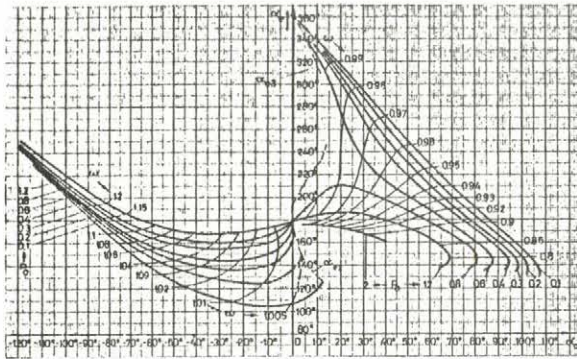
M 3.12.16 ábra

A 3.12.2 ábrába bejelölt 1...7 pontokhoz tartozó számított, léptékhelyes időfüggvények

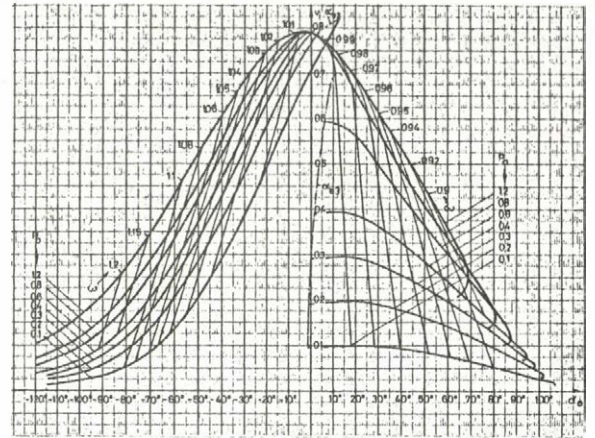


M 3.12.17 ábra
A 3.12.3 ábrába bejelölt
1...9 pontokhoz tartozó számított,
léptékhelyes időfüggvények

M 3.12.18 ábra
A 3.12.4 ábrába bejelölt
1...11 pontokhoz tartozó számított,
léptékhelyes időfüggvények

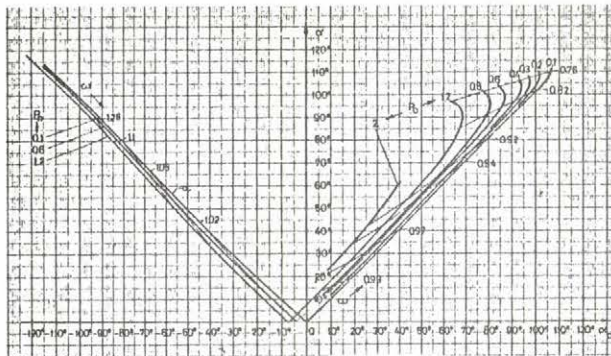


M 5.4.1 ábra

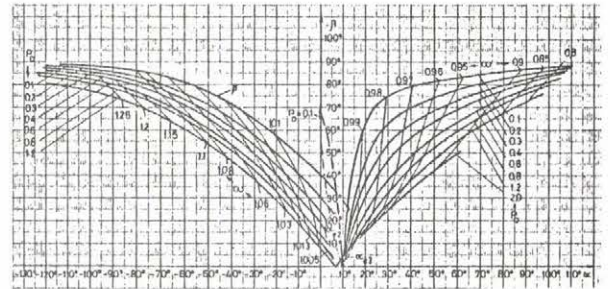


M 5.4.2 ábra

Állandó P_0 és ω görbék az $\alpha_e \sim \alpha_0$ síkon Állandó P_0 és ω görbék a $v_1 \sim \alpha_0$ síkon



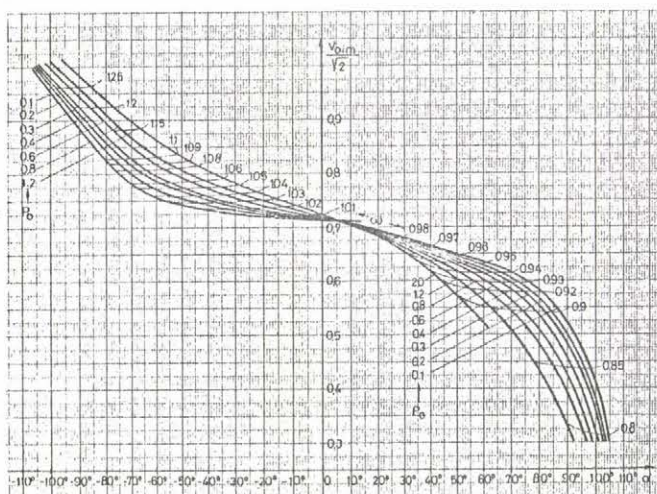
M 5.4.3 ábra



M 5.4.4 ábra

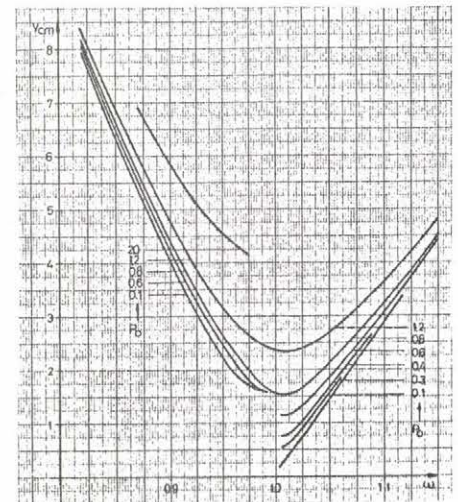
Állandó P_0 és ω görbék az $\alpha \sim \alpha_0$ síkon

Állandó P_0 és ω görbék a $\beta \sim \alpha$ síkon



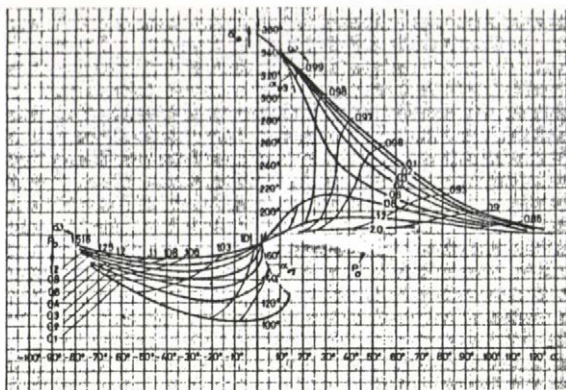
M 5.4.5 ábra

Állandó P_0 és ω görbék a $v_{0im} \sim \alpha$ síkon



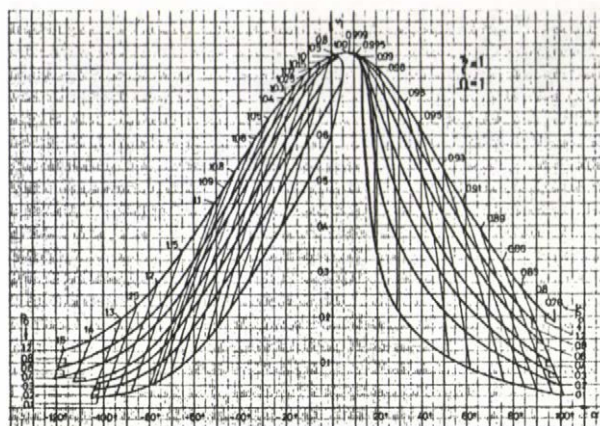
M 5.4.6 ábra

Állandó P_0 görbék a $v_{cm} \sim \omega$ síkon



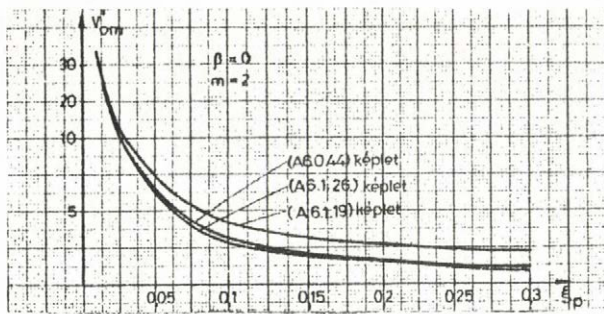
M 5.4.7 ábra

Állandó P_0 és ω görbék az $\alpha_e \sim \alpha$ síkon.
Itt minden ω -nál az állandó ω_p
körfrekvenciához tartozó pe-
riódusidőhöz rendeltünk 360° -ot.



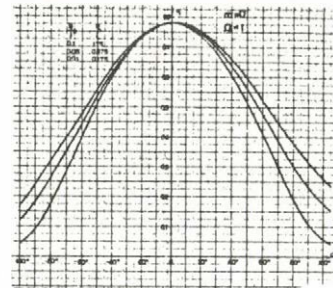
M 5.4.8 ábra

A $v_i = (\pi/4)v_{om} \cos \beta$ egyenletből és
az M 5.4.4 ábrából felépített
 $v_i(\alpha, P_0)$ függvény kapcsolat



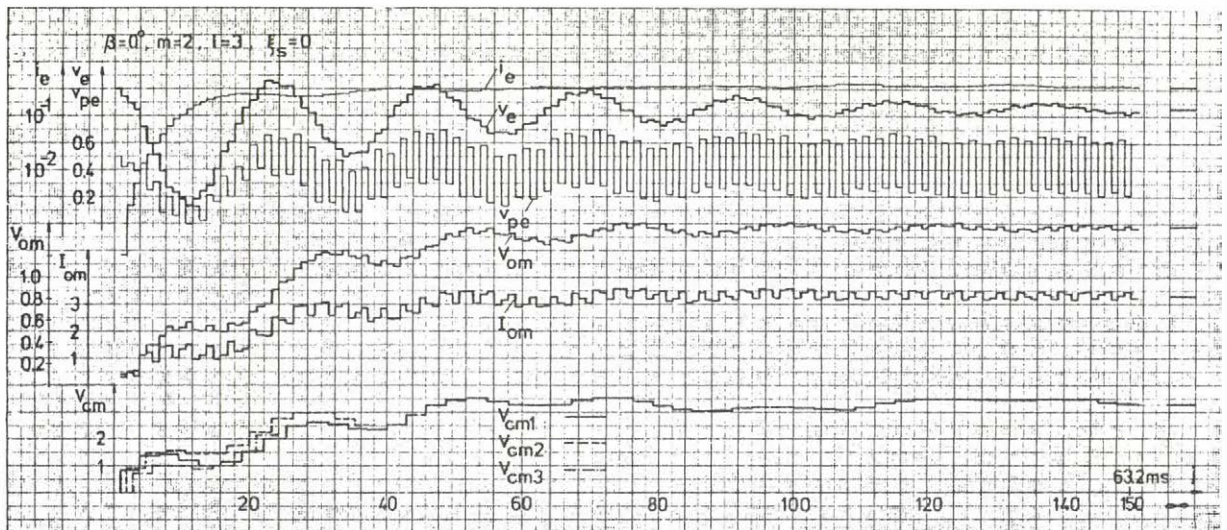
M 6.5.1 ábra

V'_{om} meghatározására ismertetett három közelítő módszer eredményeinek az összehasonlítása



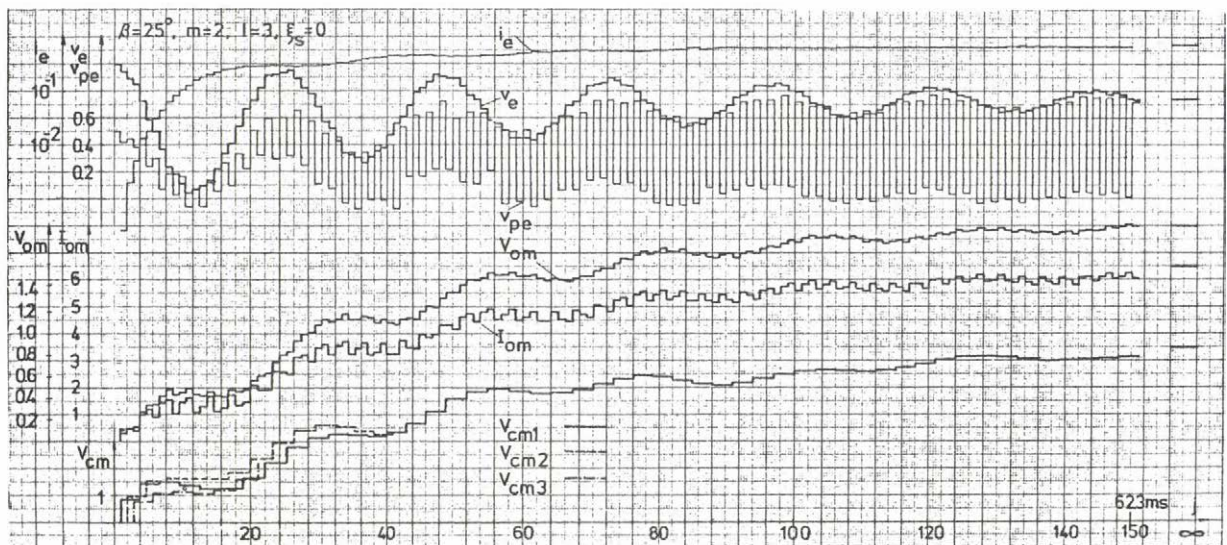
M 6.5.2 ábra

A 6.5 pontban bemutatott közelítő módszerrel kiszámított $v_i(\alpha, p_0)$ függvény



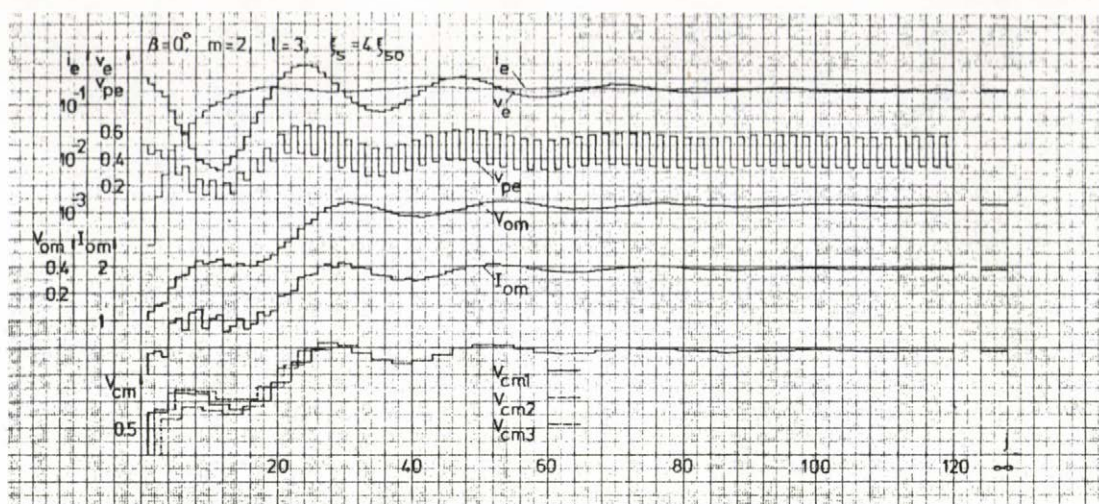
M 6.7.1 ábra

Indulási transziens folyamat időfüggvényei



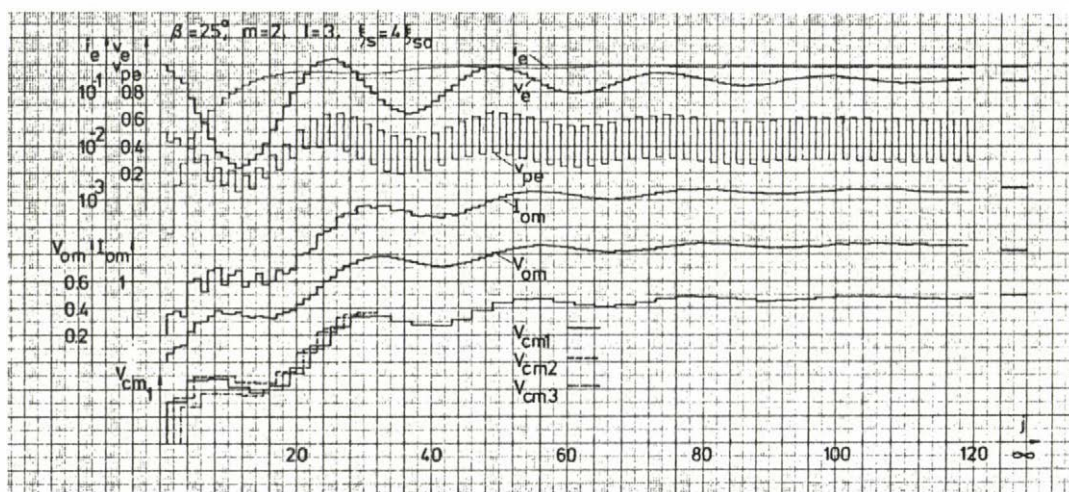
M 6.7.2 ábra

Indulási transziens folyamat időfüggvényei



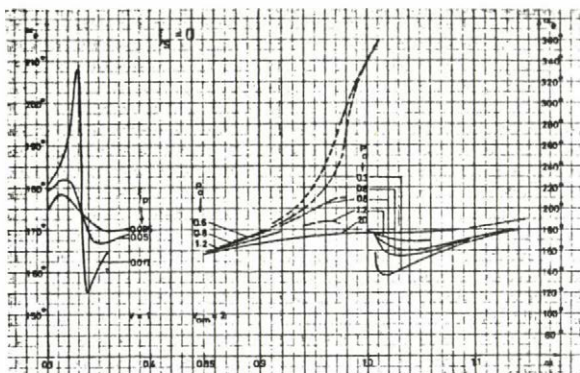
M 6.7.3 ábra

Indulási tranziens folyamat időfüggvényei veszteséges soros rezgőkör esetén

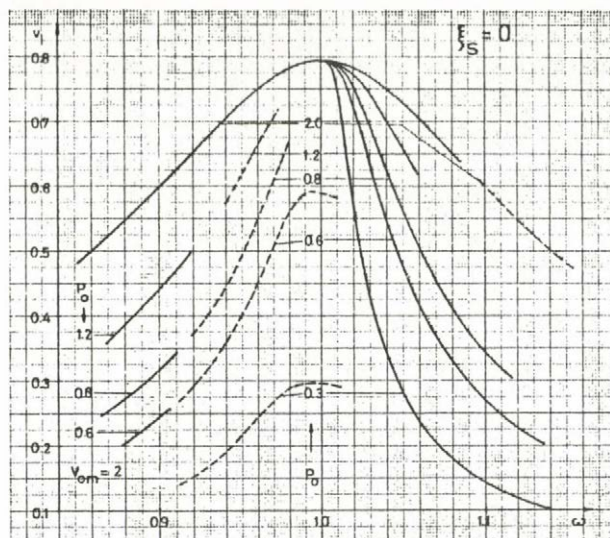


M 6.7.4 ábra

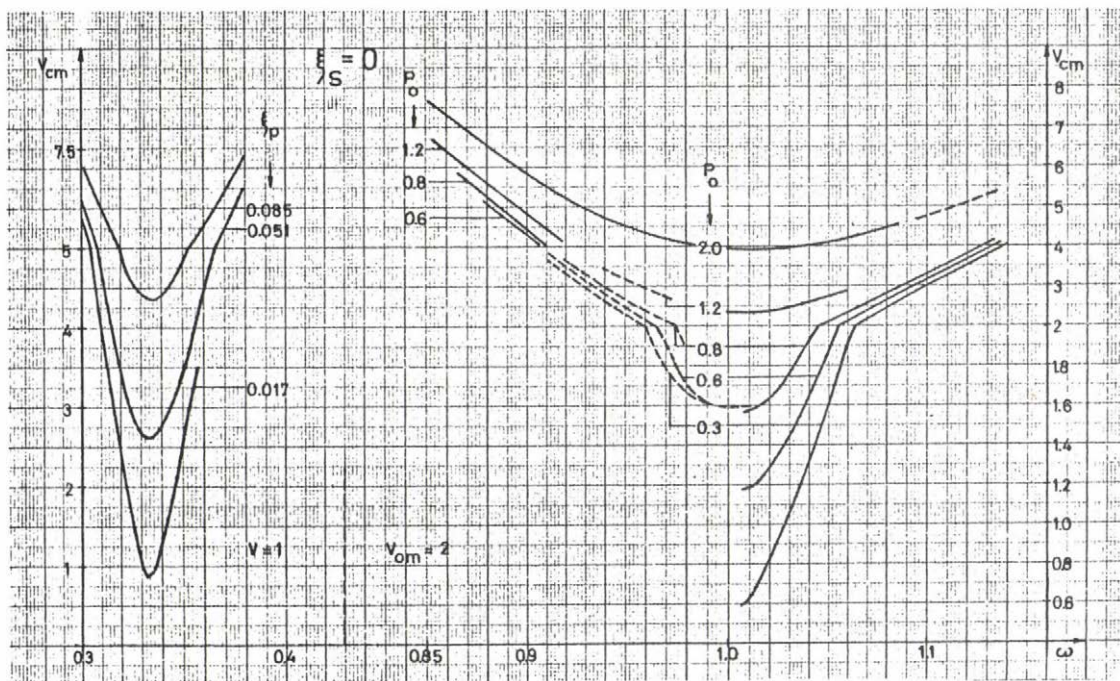
Indulási tranziens folyamat időfüggvényei veszteséges soros rezgőkör esetén



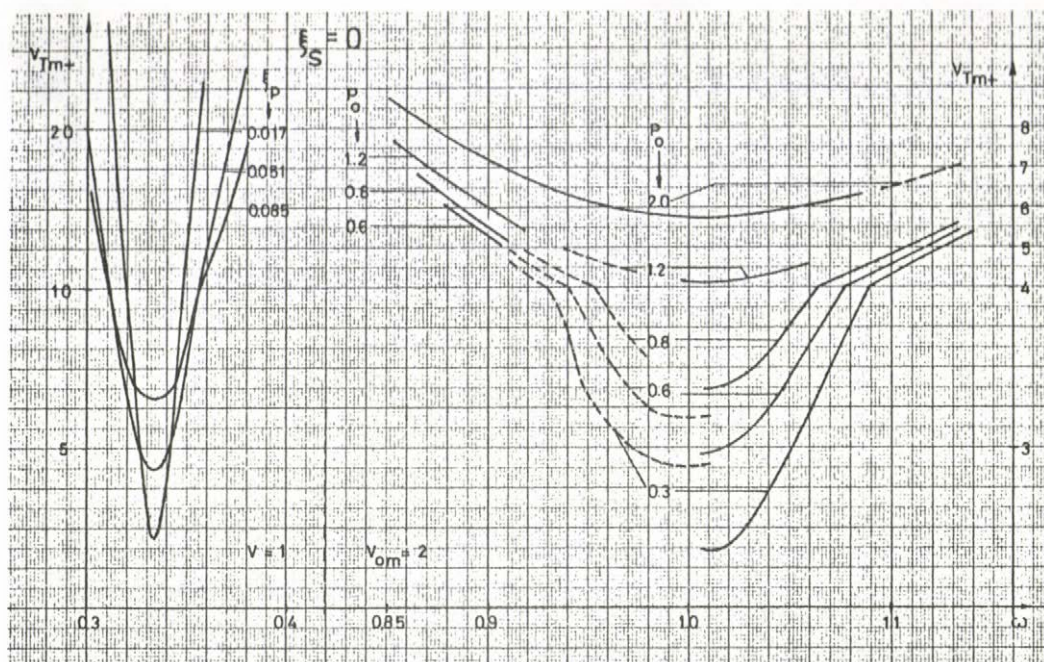
M 7.5.1 ábra
Állandó P_0 görbék névleges és harmad-
frekvencia környezetében az $\alpha_e \sim \omega$ sikon



M 7.5.2 ábra
Állandó P_0 görbék névleges
frekvencia környezetében a
 $v_i \sim \omega$ sikon

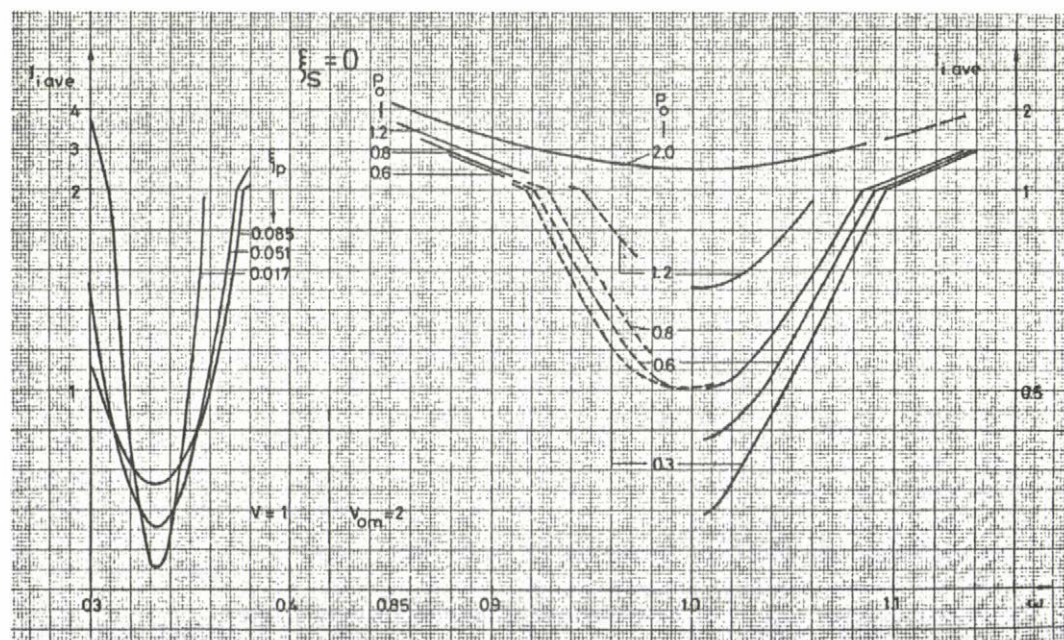


M 7.5.3 ábra
Állandó P_0 görbék névleges és harmad-
frekvencia környezetében a
 $v_{cm} \sim \omega$ sikon



M 7.5.4 ábra

Állandó P_0 görbék névleges és harmadfrekvencia környezetében a $V_{Tm+} \sim \omega$ sikon



M 7.5.5 ábra

Állandó P_0 görbék névleges és harmadfrekvencia környezetében az $I_{ave} \sim \omega$ sikon

NAGY ISTVÁN

FREKVENCIAOSZTÁSOS, KÖZÉPFREKVENCIÁS INVERTER ELMÉLETE

KIEGÉSZÍTÉS

Budapest

1974

BEVEZETÉS

A kiegészítésbe a tanulmány fő mondanivalójához lazábban csatlakozó részek kerültek. Az első hivatkozási számjegy mindig a tanulmány fejezetszámára utal. Az ábrák, ill. táblázatok esetében a második szám a tanulmány ugyanolyan számú pontjára hivatkozik.

K 1.1 A tirisztoros, középfrekvenciás inverter téma jelentősége, aktualitása és perspektívái

A tirisztort mintegy 15 évvel ezelőtt fedezték fel [10]. Ismert előnyei miatt elterjedése rohamos volt és a zérus hertzről néhány száz hertzig tartó frekvencia sávba tartozó, villamos energia átalakítást végző berendezések nagy részében már az első tíz év alatt kiszorította a hagyományos megoldásokat. Bár előnyei a nagyobb frekvenciás alkalmazásokban is már mindjárt kezdetben nyilvánvalók voltak, az ezen a területen felmerülő és megoldandó összetettebb feladatok miatt a szélesebb körű ipari bevezetésük csak a hatvanas évek vége felé kezdődött el. Az indukciós hevítés területén a 2~3 kHz-es felső frekvencia határig a középfrekvenciás inverterek tömeges alkalmazására az utóbbi években került sor.

Jelenleg az elméleti és a gyakorlati munkák a tirisztoros inverterek felső frekvencia határának a kitolására összpontosulnak. Ebbe a trendbe illeszkedik ez a dolgozat is azzal, hogy a frekvencia határ növelésére legalkalmasabb frekvenciaosztásos elven alapuló megoldásu, az eddig ismert kapcsolásoknál sok tekintetben előnyösebb, új áramkört javasol, kidolgozza az új inverter kapcsolat elméletének lényegesebb vonatkozásait, alapot teremtve ezzel a kapcsolat optimális tervezésére és beszámol az elmélet alapján megépített, javasolt kapcsolásu inverteren végzett mérésekről.

K 1.1.1 Inverterek és versenytársai az indukciós hevítés területén

A középfrekvenciás, tirisztoros inverterek egyik legnagyobb felhasználója az indukciós hevítési technológia, ezen belül pedig az indukciós olvasztási és hőntartási eljárás [20...33, 70...74]. Az utóbbiak legnagyobb versenytársa a kupoló-kemence.

K1.1.1 táblázat

TABLE 2. Iron from Electric Melting or Holding Furnaces in Relation to Total Production in Different Countries

Country	Year	Production of iron castings, 1 000 t	Iron from electric melting or holding furnaces, %
Finland	1970	115	40
France	1970	2 500	25
Japan	1970	5 100	20
Sweden	1970	480	70
Western Germany	1970	4 200	20
Melting only, %			
Great Britain	1968	3 600	5
USA	1968	13 700	8

K1.1.2 táblázat

TABLE 6. Prices of Foundry Coke in Sweden

Year	Import price according to Swedish trade statistics, Sw. Kr/ton	Sales price to foundries, Sw Kr/ton
1955	137	150
1956	130	170
1957	179	195
1958	171	185
1959	160	180
1960	157	190
1961	162	190
1962	165	180
1963	171	185
1964	171	185
1965	173	197
1966	160	197
1967	149	197
1968	145	212
1969	142	240
1970	249	450
1971		380

szerint (K1.1.1 ábra) a villamos energia ára az USA-ban kb. 40 %-kal csökkent].

K1.1.3 táblázat

TABLE 4. The Development of Electricity Prices of the Industry in Certain Countries

	1955	1960	1965	1968	Statistical denomination
Norway	—	1.5	1.5	1.7	Mining, quarrying and manufacturing
Sweden	6.3	4.0	4.0	4.0	Mining, mineral and manufacturing
USA	4.9	5.0	4.6	4.6	Large light and power
France	—	6.5	6.9	7.9	High voltage sale
Great Britain	6.2	7.6	8.6	8.0	Industrial
Italy	—	—	8.0	8.1	High voltage sale
Belgium	9.8	8.7	8.6	8.7	" " "
Western Germany	8.5	9.0	9.7	10.4	" " "

Sources: Germany, France

Italy, Belgium Statistisches Amt der Europäischen Gemeinschaft. Table 1 C, page 330.

Great Britain The Electricity Council. Appendix IV.

USA Edison Electric Institute. Statistical Year Book of the Electric Utility Industry. Table 45 S.

Norway Official Statistics of Norway. Statistical Year Book.

Sweden Official Statistics of Sweden. Industry. Tables 4 and 6.

* 100 öre = 1 Skr = approximately 0.20 US \$

Az alábbi összehasonlító adatokat a [24]-es Irodalom alapján közöljük. A nagy ipari államokban a vas (20~25) %-át olvasztják villamos energiával, ill. tárolják hőntartó villamos kemencékben. Ez a szám helyenként sokkal nagyobb, pl. Svédországban 70 % az olcsó villamos energia miatt. (A svéd öntődékben az energia ára a termelési költségeknek csupán a 7 %-át teszi ki). A K1.1.1, K1.1.2 és K1.1.3 táblázatban megismételtük a [24] 2, 4 és 6 táblázatát, a K1.1.1 ábrában pedig a [75] 2. ábráját közöljük. Az első táblázat a villamos olvasztás és hőntartás százalékos részesedését mutatja néhány országban. A K1.1.2 és K1.1.3 táblázat és a K1.1.1 ábra szerint Svédországban és az USA-ban is a koks ár 15 év alatt kb. kétszeresére emelkedett, míg a villamos energia ára a K1.1.3 táblázat szerint országonként változóan kissé nőtt, vagy csökkent, vagyis úgy mondható, hogy stagnált. [Egy másik forrás

A [27]-es Irodalom alapján a K1.1.4 táblázat összehasonlító gazdasági számítást közöl egy adott esetre a 2 kHz-es indukciós hevítés, továbbá gáz és olaj hevítés között. A leggazdaságosabbnak az indukciós hevítést találja. Részben az

Jahr	Koks (Ft)	Elektroenergie (c/kWh)
1953	22.50	1.00
1954	23.00	1.05
1955	23.50	1.10
1956	24.00	1.15
1957	25.00	1.10
1958	26.00	1.10
1959	27.00	1.10
1960	27.50	1.10
1961	28.00	1.10
1962	28.50	1.10
1963	28.50	1.10
1964	28.50	1.10
1965	28.50	1.10
1966	28.50	1.10
1967	28.50	1.10
1968	28.50	1.10
1969	28.50	1.10
1970	38.50	1.05

K1.1.1 ábra

Kl.1.4 táblázat

Durchsatz	4850 t/a, Stück 60mm Ø	Materialkosten	700 - DM/t
Betriebsstunden	4000 h/a	Fertigkosten	1500 - DM/t
(2-Schichten-Betrieb)	1200°C	Strom	860 kcal/kWh
Ausnutzung der Anlagen	80%	Ferngas	10 kcal/m³
Durchsatz	1.511 t/h	Öl	10 kcal/kg
Anheizzeit	400h/a mit Vollst-Verbrauch	Amortisation	10%
(bei Brennstoffbeheizung)			
Wärmehaltzeit	2400h/a mit 60% des Vollst-Verbrauchs		
(bei Brennstoffbeheizung)			
	Induktiv (Zurück-Druck)	Gas	Öl
1. Energieverbrauch Last	Mcal/t	700.0	800.0
Energiekosten	DM/t	8.1	1.6
Erwärmungskosten je Lastbetrieb	DM/t	38.4	11.2
Energieverbrauch für Anheizen und Warmhalten Mcal/a		1454 x 10³	1673 x 10³
Anheiz- und Warmhaltekosten	DM/t		4.8
Erwärmungskosten einschl. Anheiz- u. Warmhaltekosten	DM/t	38.4	16.0
2. Anlagenkosten Abschreibung	DM	350 000.-	175 000.-
	DM/t	7.2	3.6
3. Abbrand (% des Umsatzeingeschm.)	0.5	3.5	2.5
	DM/t		17.5
4. Ausschuss (% des Durchsatzes)	0.5	8.0	2.0
	DM/t		32.0
Summe der Kosten Posten 1-4	DM/t	48.1	65.1

Fig. 7: Comparaison des coûts entre le chauffage inductif et le chauffage au gaz ou au mazout, en vue du déformage à chaud

Irodalomból vett K1.1.5 és K1.1.6 táblázatok, továbbá a [46]-os Irodalomban a 627. oldalon az invertert és a motor-generátoros megoldást összehasonlító táblázatot (ld. még [29, 30, 68, 76]).

generálására, pl. ferrozonancia és szubharmonikusok előállítására [68].

5

Kl.1.1.5 táblázat

TABLE 3. Comparison of the Properties of Rotating and Static Frequency Converters for Induction Melting Furnaces

Characteristic features	Rotating converters	Static converters
Robustness	Very good	Good
Safe operation	Good	Good
Wear	Little	Very little
Maintenance	Little	Little
kW per unit	(50-)5 000 kW	(50-)3 000 kW
Parallelling of units	Good possibility	Good possibility
Frequency range	(250-)10 000 Hz	(250-)3 000 Hz
Efficiency at full load	70-90%	92-96%
No load losses	5-10%	0.5-1%
Cos phi regulation for furnace coil	By switching parallel capacitors	By automatic frequency change
Cos phi regulation for power from network	Very good (e.g. by using synchronous motor)	Good at full load, inferior at low load
Overload capacity	High	Low
Weight	Approx. 20 kg/kW	Approx. 8 kg/kW
Foundation requirement	Considerable	Little
Operational experience	Great	Moderate

Mindkét hagyományos tápegység jelentős alapotást igényel, helyhez kötött, méretei nagyok, áruk viszonylag magas, s csak egy, adott frekvencián üzemeltethetők. Az utóbbi miatt az olvasztás folyamán a terheléssel párhuzamos kondenzátor telepet többször át kell kapcsolni azért, hogy a tápegység állandóan közel $\cos \varphi = 1$ körüli terhelésre dolgozzék. Ez költséges, elhasználódó és karbantartást igénylő kapcsolókat igényel.

Kl.1.1.6 táblázat

Verfahren	Frequenz [kHz]	Wirkungsgrad [%] (Vollast)	Leistung [kW]
Frequenzvervielfacher (statischer Frequenzumformer)	0,15, 0,25	88-93	bis 1500
Maschinenumformer (rotierender Umformer)	0,3-10	70-80 (85 im 0,5 kHz-Bereich)	bis 2000
Thyristor-Umrichter Schwingkreisumrichter (statischer Umrichter)	0,5-4 (10)	90-97	bis 15 000 (gültig bei Leistungen meßl.)
Hochfrequenzgenerator (Röhrenumformer)	10-3000	60-70	bis 100 (1000)

Bild 4: Möglichkeiten der Erzeugung von Mittel- und Hochfrequenz
Fig. 4: Different sources of medium and high frequency
Fig. 4: Les générateurs de moyenne et de haute fréquence

A hagyományos tápegységek frekvenciatartománya szűkebb, mint az invertereké. Noha az Kl.1.5 és Kl.1.6 táblázatok az inverterek felső frekvenciahatáráként 2~3 kHz-et jelölnek csak meg, de mint az 1.3.3 pontban már kifejtettük, ez a frekvenciahatár egy nagyságrenddel kitolható.

A tirisztoros inverterek előnyeire térve elsőként említjük, hogy itt üzem alatt a kondenzátor értékét változtatni nem kell, a kapcsolóberendezés elmaradhat. A kimenő frekvencia az olvasztás alatt folyamatosan változik anélkül, hogy a kompenzáló kondenzátor értékét módosítani

tanánk. Ugyanaz az inverter az induktorról párhuzamosan kapcsolt kondenzátor és az inverteren belüli kondenzátor értékének megváltoztatásával széles frekvenciasávon belül üzemeltethető. Az inverterek kizárólag álló, statikus, el nem használódó alkatrészeket tartalmaznak, s kevés karbantartást igényelnek. Súlyuk kisebb, mint a motor-generátoré.

A Kl.1.5 táblázat, ill. a [46]-os Irodalom szerint a motor-generátor fajlagos súlya kb. 20 kg/kW, ill. 10~20 kg/kW, míg a tirisztoros inverteré kb. 8 kg/kW, ill. 5~10 kg/kW. Hűtőviz-igényük kisebb. Pl. az általunk kifejlesztett 30 kW-os inverter hűtőviz-igénye mindössze 35 liter/perc, szemben a forgógépes megoldás 120 liter/perces szükségletével ([76] 7. oldal). Az inverterekben a tartalékképzés és a hibaelhárítás egyszerűbb (dugaszolható kivitel). A motor-generátor és mágneses frekvenciasokszorozós megoldáshoz viszonyítva kis indítási áram, jobb hatásfok (Kl.1.5 és Kl.1.6 táblázatok) és némely esetben kisebb előállítási költség további előnyként jelentkezik.

Az inverterek üresjárási vesztesége kisebb, ami szakaszos üzemben lehet előny. A [29]-es Irodalomból vett Kl.1.2 és Kl.1.3 ábra hatásfok szempontjából veti össze a tirisztoros invertereket és a középfrekvenciás motor-generátorokat és megérősíti a fenti kijelentéseinket.

A hagyományos megoldások legnagyobb előnye, hogy hosszú üzemi tapasztalat áll mögöttük. A forgógépes megoldás előnye a nagyfoku túlterhelhetősége, továbbá, hogy szinkron motoros hajtással a hálózati teljesítménytényező szabályozható, míg az inverterek teljesítménytényezője kis terheléseknél rossz. A mágneses frekvencia hámoszorozók 150, ill. 180 Hz-re még ma is olcsóbbak a tirisztoros invertereknél [76].

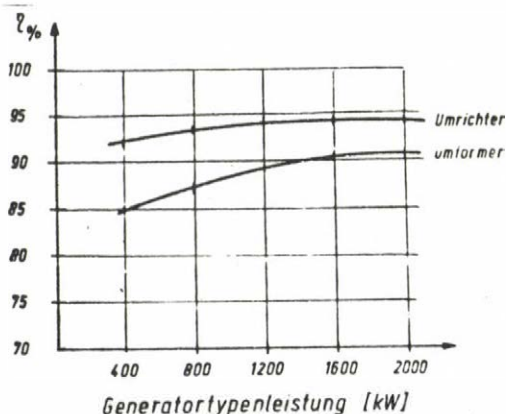


Bild 1: Gesamtwirkungsgrad in Abhängigkeit von der Generatortypenleistung

Kl.1.2 ábra

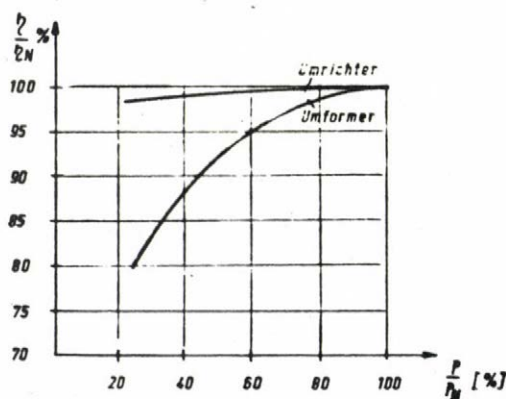


Bild 2: Prozentualer Wirkungsgrad-Abfall in Abhängigkeit von der Teillast

Kl.1.3 ábra

Kl.1.2 A középfrekvenciás inverterek elterjedése az iparban

A következőkben néhány jellegzetes példát sorolunk fel, amelyek együttesen jól illusztrálják azt a fejlődési folyamatot, amelynek végén a középfrekvenciás, tirisztoros inverterek - legalábbis az indukciós hevítés területén - tulnyomórészt kiszorítják versenytársaikat. A tirisztoros inverter téma igazi súlyát végső soron ez a folyamat adja meg.

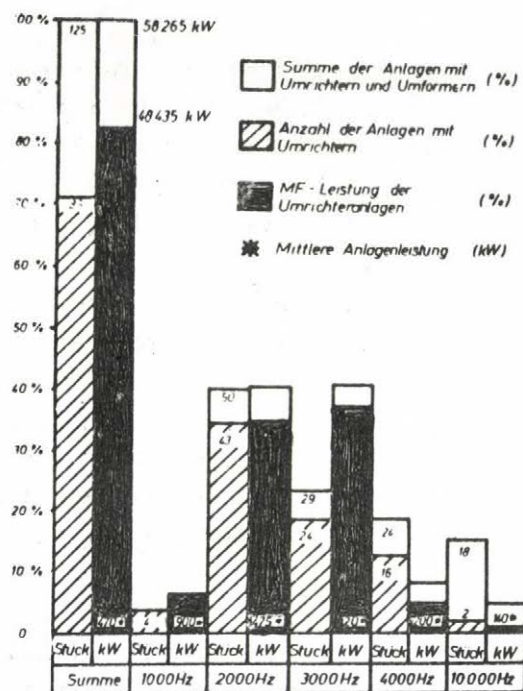


Bild 1. Aufstellung von 125 Induktions-Erwärmungsanlagen für das Warmformen in Anlagen mit Umrichtern und Umformern bezogen auf Leistung und Anzahl in Abhängigkeit von der Frequenz

Kl.1.4.4 ábra

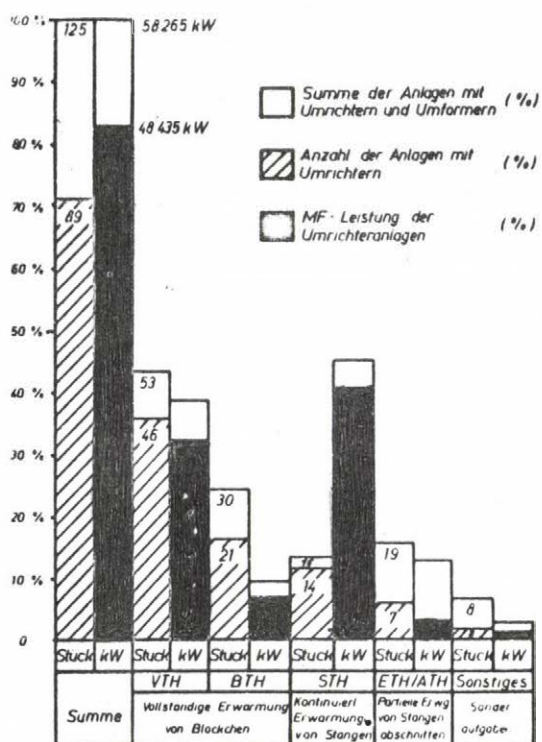


Bild 2. Aufstellung von 125 Induktions-Erwärmungsanlagen für das Warmformen in Anlagen mit Umrichtern und Umformern bezogen auf Leistung und Anzahl in Abhängigkeit von der Anwendung

Kl.1.5 ábra

A [26]-os Irodalom 1 és 2 ábráját a Kl.1.4 és Kl.1.5 ábrában megismételtük. Ezek az ábrák adatokat közölnek az AEG cég által, 1971 közepe óta, indukciós melegítés céljára eladott berendezésekről. Az eladott középfrekvenciás tápegységek száma: 125, összteljesítménye: 58265 kW. Ebből 89 egyseget 48435 kW összteljesítménnyel tirisztoros inverteres, 36 egyseget pedig 9830 kW összteljesítménnyel motor-generátoros kivitelben szállítottak. A Kl.1.4, illetve Kl.1.5 ábra a berendezések frekvencia, ill. alkalmazási terület szerinti eloszlását mutatja.

Ugyancsak az AEG cég készített 300 kW-os, 10 kHz-es, tirisztoros invertert autóalkatrészek indukciós edzésére [21].

A [24] Irodalom három példát közöl a közelmultban Svédországban üzemhelyezett és tirisztoros inverterekről táplált, nagyobb indukciós kemencékről. Ezek három fő adata:

- a/ 5 tonna, 2.4 MW, 600 Hz
- b/ 5.5 tonna, 3.6 MW, 600 Hz
- c/ 16 tonna, 4.8 MW, 600 Hz

A Szovjetunióban 200 Hz-től 3 kHz-ig terjedő inverter sorozatot fejlesztettek ki a 100-800 kW-os teljesítménysávban [30].

Az üveg tisztaságával szembeni növekvő követelmények miatt fokozódó mértékben alkalmazzák az indukciós üvegolvasztási eljárást, amely platina tégelyben játszódik le. Csehszlovákiában üvegolvasztási célra 10 kW-os 3 kHz-es, 50 kW-os 2 kHz-es és 100 kW-os 1 kHz-es tirisztoros invertereket helyeztek üzembe [28].

Az USA-ban és Kanadában az 50~100 MW-os teljesítménysávban építenek tirisztoros, indukciós olvasztó kemencéket [63].

Angol forrás szerint néhány száz tirisztoros inverter volt üzemben a 180 Hz-től 10 kHz-ig terjedő frekvencia tartományban és 20-tól 1000 kW-ig, vagy ezen túli teljesítménysávban [76]. Ugy becsülték a cikk írói, hogy 1972-ben az új installációknak mintegy 35 %-ában alkalmaztak tirisztoros invertert az indukciós hevítés területén és ez a szám 1975-re 80 %-ra emelkedik. A szerzők véleménye szerint 200 kW és 4 kHz alatt a tirisztoros inverter ára kisebb, mint a motor-generátoré, 4 és 10 kHz között pedig a költségek körülbelül egyformák.

A Siemens AG. cég még a 60-as évek végén szállított egy 10 MW-os, 500 és 1000 Hz között dolgozó tirisztoros invertert csőgyártáshoz [46]. A cikkben a szerzők egyszerű gazdasági számítást is végeznek. Az indukciós melegítés tirisztoros inverterrel gazdaságosabbnak adódott ki, mint a gázzal, vagy olajjal való hevítés.

Magyarországon ezidőszereint tudomásunk szerint csak három tirisztoros inverter üzemel az indukciós olvasztás területén (Kl.1.7 táblázat). A Kohászati Gyárépítő Vállalat az általunk javasolt frekvenciaosztásos kapcsolásban és terveink alapján megkezdte a 30 kW-os 4 kHz-es tirisztoros inverterek gyártását. Eddig 7 db-ot szállítottak le perui megrendelésre, további néhány egység gyártása folyamatban van. A perui szállításban az inverter versenytársa a motor-generátoros megoldás volt. Egyebek között az utóbbi nagyobb ára miatt esett a választás az inverteres megoldásra.

Kl.1.7 táblázat

Gyártó	Üzemeltető	Kapacitás	Teljesítmény [kW]	Frekvencia [kHz]
BBC	Ganz Mávag	3 tonna	700	0.5
BBC	Ganz Mávag	25 kg	40	3
SZTAKI	Miskolci Nehézipari Műszaki Egyetem	25 kg	30	4

K 2.1 Gyűjtési rendek. Szimmetrikus és aszimmetrikus vezérlés.

Ebben a pontban részletesen szólnunk a javasolt frekvenciaosztásos inverter gyűjtési módjairól. A megfontolásoknak gyakorlati jelentősége lehet pl. ott, ahol az inverter kimenő teljesítményének a változtatását a bemenő egyenfeszültségének a változtatása helyett a tirisztorok gyűjtési módjának a változtatásával végezzük. Ilyenkor a tirisztoros egyenirányító hid helyett elegendő diódás egyenirányítás is és az egyenirányítót követő szűrőkör is sokkal olcsóbb lehet.

Általános esetben a frekvenciaosztásos inverter n pozitív és n negatív alinverterből áll (n pozitív, egynél nagyobb, egész szám). A gyűjtőimpulzusok megfelelő elosztásával most is biztosítható, hogy a középfrekvencia minden félperiódusában legyen egy gyűjtőimpulzust kapó tirisztor, a pozitív és negatív alinverterek felváltva kapjanak gyűjtőimpulzust, egy alinverter oszlopban elhelyezkedő pozitív és negatív alinverter tirisztorok gyűjtőimpulzusai közötti idő pedig páratlan n esetén $n(T_p/2)$, míg páros n esetén váltakozva $(n+1)T_p/2$ és $(n-1)T_p/2$ legyen.*/ Nevezzük ezt a gyűjtési módot teljes váltakozó gyűjtési rendnek. Teljes azért, mert minden félperiódusban gyűjtünk egy tirisztort, váltakozó azért, mert a pozitív és a negatív alinverterek váltakozva kapnak gyűjtőimpulzust. Egy alinverterben a jelek alapharmonikusainak a frekvenciája a kimenő középfrekvencia $(1/n)$ -szerese. A 2.3.1 ábrában berajzolt t_1 jellegű időtartamokat elhanyagolva a tirisztorok szabaddáválási ideje

$$t_{\text{off}} = \frac{1}{2}(n-1)T_p \quad ; \quad n \text{ páratlan} \quad (\text{K2.1.1})$$

vagy

$$t_{\text{off}} = \frac{1}{2}(n-2)T_p \quad ; \quad n \text{ páros} \quad (\text{K2.1.2})$$

Itt feltételeztük, hogy $V_{\text{cm}} > (v_i + V_{\text{om}})$. Egy teljes gyűjtési ciklus n periódus alatt játszódik le. Egy alinverter oszlop tirisztorai ebből egy periódusnyi ideig vezetnek. Ha n páratlan, akkor a maradék $(n-1)$ periódusidőnek közelítőleg a feléig a pozitív, a másik feléig a negatív alinverter tirisztorra jut záró irányú feszültség, vagyis $t_{\text{off}} = (1/2)(n-1)T_p$. Páros n esetekben - mint látni fogjuk - a szabaddáválási idő különbözik a pozitív és a negatív alinverterek tirisztoraira. A (K2.1.2) képlet a kisebb szabaddáválási időt adja.

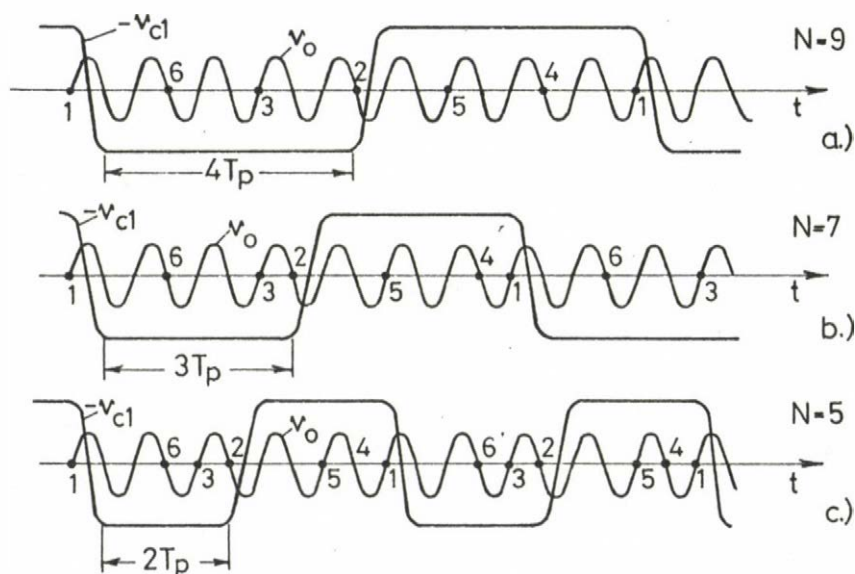
Ha $n=1,3,5,7,\dots$ vagy ha $n=2,4,6,\dots$ akkor a szabaddáválási idő $t_{\text{off}}=0, T_p, 2T_p,$

*/ Alinverter oszlopot alkot pl. az I_{1+} és az I_{2-} alinverter a 2.3.2 ábrában.

$3T_p$... Az $n=1$ és 2 esetekben t_{off} a valóságban zérusnál nagyobb a t_1 jellegű időtartam miatt, amelynek az elhanyagolása ilyenkor már indokolatlan.

Adott középfrekvencia esetén a frekvenciaosztós inverterben a szabaddáválási idő n növelésével növelhető. t_{off} növelésének másik módja lehet az, ha az alinverterek számának állandó értéken tartásával az egymás után következő gyújtóimpulzusok távolságát a középfrekvencia egy félperiódusáról $3, 5...$ félperiódusra növeljük. Ezt a gyújtási módot hézagos váltakozó gyújtási rendnek hívjuk. Jelöljük N -nel az ugyanarra a tirisztorra érkező két egymásutáni gyújtóimpulzus között található középfrekvenciás periódusok számát. N pozitív egész szám és $N \geq n$. (Később szó lesz az $N < n$ esetekről is.) N -re további megszorításokat is kell tenni.

Legyen először n páratlan. Ha a gyújtóimpulzusok sorrendjét, valamint a közöttük levő távolság egyenlőségét megtartjuk és az alinvertereken belüli jelek szimmetriáját is meg kívánjuk őrizni, akkor minden gyújtóimpulzus után $3, 5...$ félperiódus múlva kell a következőnek képződnie és ezért $N = n(1+2k)$ periódus, ahol $k=0,1,2...$ (K2.1.1 a ábra, $k=1$).



K2.1.1 ábra

Három pozitív és három negatív alinverterből ($n=3$) álló kapcsolás háromféle szimmetrikus vezérlési módja.

Ha feladjuk a gyújtóimpulzusok közötti távolságok egyenlőségére tett megszorítást, akkor N értékét csökkenthetjük. Előírhatjuk pl. hogy egy, vagy több alinverter oszlophoz tartozó gyújtóimpulzusok után következő gyújtóimpulzus távolsága kevesebb legyen, mint a maradék alinverter gyújtóimpulzusok után (K2.1.1 b és c ábrák). A K2.1.1 ábrák esetén a szabaddáválási idő számítására érvényben marad a (K2.1.1) egyenlet, ha n helyére N -et helyettesítjük. N növelésével nemcsak a szabaddáválási idő, de a frekvencia leosztás mértéke is nő. Az alinver-

terek jeleninek a frekvenciája f/N , ahol f a v_0 feszültség frekvenciája.

Nevezzük szimmetrikus vezérlési módnak azokat, amelyeknél a soros kondenzátor feszültségek szimmetrikusak, nincsen egyenáramu komponensük. Aszimmetrikus vezérlési módnak hívjuk azokat, amelyeknél a soros kondenzátor feszültség elveszíti a szimmetriáját, fellép benne egy egyenáramu komponens. A K2.1.1 ábrán bemutatott három vezérlési mód szimmetrikus.

Aszimmetrikus vezérléshez jutunk, ha pl. az egyik alinverter oszlopban a gyújtóimpulzusnak a megelőző gyújtóimpulzustól való távolságát a pozitív és a negatív alinverterben különbözőre választjuk. Aszimmetrikus vezérlésnél az inverter tirisztorok szabaddáválási ideje nem egyforma. Pl. az $n=3$ -as kivitelben a $N = 3, 5, 7, 9, \dots$ esetek szimmetrikus vezérléssel, míg az $N = 4, 6, 8, \dots$ esetek csak aszimmetrikus vezérléssel valósíthatók meg. Egy tetszőleges páros N -re vonatkozó vezérlés olyképpen származtatható le a páratlan $(N+1)$ szimmetrikus vezérlésből, hogy pl. a K2.1.1 ábra esetében az 1. és a 6. tirisztor gyújtóimpulzusa közötti időt 3 félsperiódusról egyre csökkentjük, ami a minimális szabaddáválási időt is egy periódussal, T_p -vel csökkenti. (A továbbiakban, amikor aszimmetrikus vezérlésről beszélünk, csak azokra az esetekre gondolunk, amelyekben a kapcsolásban fellépő két különböző szabaddáválási idő különbsége T_p .)

Általánosságban az n pozitív és n negatív alinverterből felépülő kapcsolásban (n páratlan) teljes és hézagos váltakozó gyújtási renddel szimmetrikus vezérlés valósítható meg

$$N = N_s = n + 2k \quad (K2.1.3)$$

esetekben és ilyenkor

$$t_{\text{off}} = \frac{1}{2}(N_s - 1) \quad (K2.1.4)$$

míg csak aszimmetrikus vezérlés lehetséges az

$$N = N_a = (n+1) + 2k \quad (K2.1.5)$$

esetekben, amikor is a minimális szabaddáválási idő

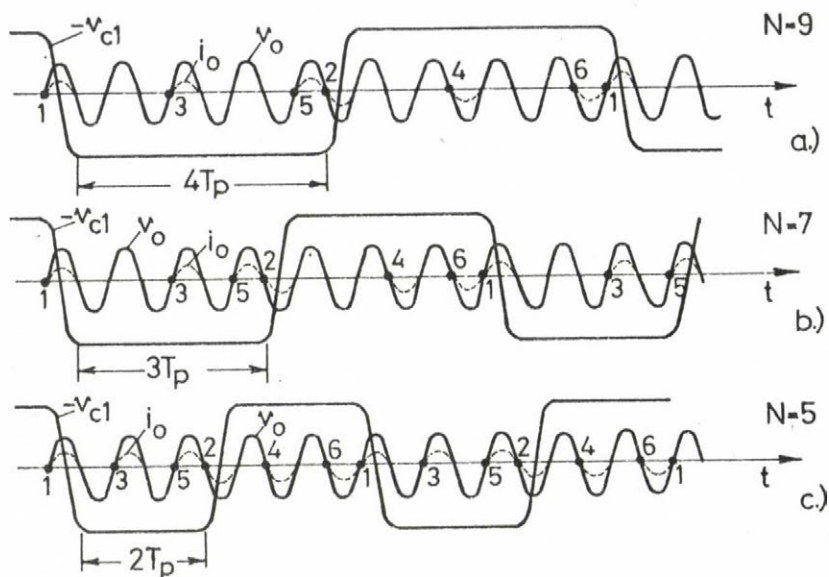
$$t_{\text{off}} = \frac{1}{2}(N_a - 2)T_p \quad (K2.1.6)$$

ahol $n=1, 3, 5, \dots$, $k=0, 1, 2, \dots$

Miközben N nagysága a $N=n$ értékről $N(k)=n+k$ szerint váltakozva aszimmetrikus és szimmetrikus vezérlési módokon át növekedik, a terhelésbe táplált energia átlagértéke közelítőleg $A_a = A_0 \cdot n/N$ szerint csökken, ahol A_0 a terhelésbe szállított energia n periódus alatt a $N=n$ esetben. (Itt feltételeztük a v_0 feszültség amplitudójának az állandóságát, ami a valóságban nem teljesül.)

Ha elejtjük a gyújtóimpulzusok sorrendjére tett megszorítást, miszerint egy

pozitív, ill. negatív alinverter után egy negatív, ill. pozitív alinverter tirisztorára kell a következő gyújtóimpulzusnak érkeznie, vagyis a váltakozó gyújtási rendet, akkor a szimmetrikus és aszimmetrikus vezérlés megvalósításának további lehetséges változataira jutunk. Ezekben az esetekben azonban az egymás után következő i_o kimenő áramimpulzusok előjelei nem váltakoznak szükségszerűen. Példaként három lehetséges változatot mutat szimmetrikus vezérlésre és $n=3$ -as esetre a K2.1.2 ábra.



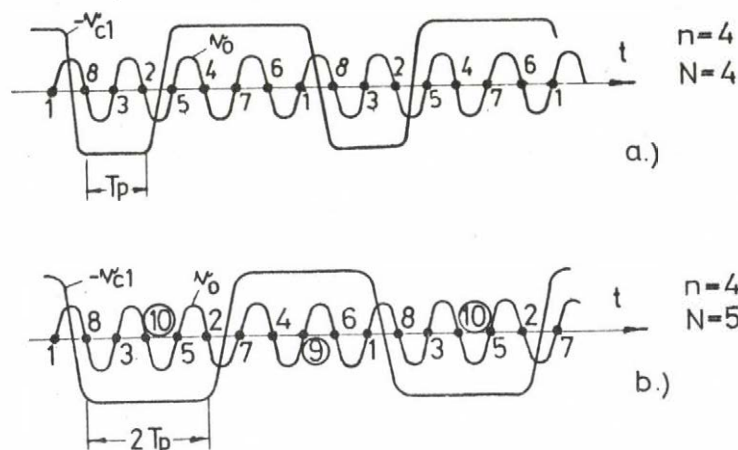
K2.1.2 ábra

Szimmetrikus vezérlési módok 1,3,5,2,4,6-os gyújtási sorrend mellett ($n=3$)

Itt három, egymásután következő gyújtóimpulzus a pozitív alinverterek tirisztorait gyújtja 1, 3, 5 sorrendben, majd a következő három gyújtóimpulzus a negatív alinverterek tirisztorainak a gyújtását végzi 2, 4, 6 sorrendben. Nevezzük ezt a gyújtási módot hézagos egyenes gyújtási rendnek. Az $N=6,8,\dots$ aszimmetrikus vezérlési esetek az $N=7,9,\dots$ esetekből ugyanugy származtathatók, mint ahogy azt a K2.1.1 ábrával kapcsolatban már láttuk. Az $N=4$ -es vezérlési eset nem realizálható, mivel $N=5$ -nél már valamennyi számításba vehető pozitív, ill. negatív félperiódus foglalt. A szabaddáválási idő kiszámítására érvényben marad szimmetrikus vezérlési esetre a (K2.1.4) kifejezés, aszimmetrikus vezérlésre pedig a (K2.1.6) egyenlet.

Térjünk át a páros n elrendezésekre. Ezeknél szimmetrikus vezérlés teljes váltakozó gyújtási renddel nem lehetséges, csak hézagos váltakozó gyújtási renddel. Ennek oka az, hogy a teljes váltakozó gyújtási rendben egy alinverter oszlopban elhelyezkedő alinverterek gyújtóimpulzusai közötti távolság változva $(n+1)T_p/2$ és $(n-1)T_p/2$ (K2.1.3 a ábra). De az is könnyen belátható, hogy nem létezik olyan gyújtási mód, amellyel a szimmetrikus vezérlés biztosítható

lenne, ha megköveteljük, hogy minden félperiódusban ugyanakkora energiaszállítás legyen a terhelésbe. Gondoljunk csak arra, hogy a szimmetria követelmény végett, valamely pozitív alinverter gyújtása után n félperiódus múlva kellene az alinverter oszlophoz tartozó negatív alinverter tirisztort gyújtani, azonban az egyenletes energia szállításra vonatkozó követelményünk miatt ezt a gyújtást nem szabad végrehajtani, mivel a negatív alinverter negatív áramimpulzusa most a v_o kimenő feszültség pozitív félperiódusában folya. Továbbmenően ez a gyújtás megbontaná a soros kondenzátor feszültség szimmetriáját is.



K2.1.3 ábra

Páros alinverter párból felépített kapcsolás aszimmetrikus vezérlése teljes, váltakozó gyújtási rendben (a ábra) és szimmetrikus vezérlése hézagos, váltakozó gyújtási rendben (b ábra)

Hézagos, váltakozó gyújtási rendben a szimmetrikus vezérlés már kivitelezhető. Legegyszerűbb esetben úgy képzelhetjük a gyújtóimpulzusok elosztását, mintha egy $(n+1)$ alinverter párból álló elrendezésünk lenne és ilyenkor a tényleges elrendezésnél át kell csak ugranunk azokat az időpontokat, amelyekben teljes váltakozó gyújtási rendben a nem létező $(n+1)$ -edik pozitív és negatív alinverterre kellene gyújtóimpulzusnak kerülnie (ld. a bekeretezett számokat a K2.1.3 b ábrában). Ilyen alapon vissza le-

het vezetni a páros n esetek tárgyalását a páratlan n esetekre hézagos váltakozó gyújtási rendnél. A páros n -hez tartozó egyenértékű, páratlan pozitív alinvertert tartalmazó kapcsolásnak tekintsük az $(n+1)$ alinverter párból felépülő fiktív kapcsolást.

Ilymódon általánosságban kijelenthető, hogy az n alinverter párból felépülő kapcsolásban (n páros) hézagos váltakozó gyújtási renddel szimmetrikus vezérlés valósítható meg [ld. (K2.1.3)...(K2.1.6) egyenleteket]

$$N = N_s = n+1+2k \quad (K2.1.3 \text{ a})$$

esetekben, míg csak aszimmetrikus vezérlés lehetséges az

$$N = N_a = n+2k \quad (K2.1.5 \text{ a})$$

esetekben. (Az utolsó képletben $k=0$ a teljes váltakozó gyújtási rend esete.) A szabaddáválási időre vonatkozó (K2.1.4) és (K2.1.6) képletek érvényben maradnak.

Szimmetrikus és aszimmetrikus vezérlés most is kivitelezhető hézagos egyenes gyújtási rendben is. Szimmetrikus vezérlésnél pl. először a v_o kimenő feszültség egymásutáni pozitív félperiódusaiban sorba gyújtjuk a pozitív alinverterek tirisztorait 1, 3, 5, 7 sorrendben, majd a negatív félperiódusokban 2, 4, 6, 8 sorrendben a negatív alinverterek tirisztorait ($n=4$). Az egyenes gyújtási rendre is érvényben maradnak a (K2.1.3 a), (K2.1.5 a), (K2.1.4) és (K2.1.6) kifejezések.

Eddig feltételeztük, hogy $N \geq n$. Elképzelhető azonban olyan gyújtási rend is, amelyben $N < n$. Ez kivitelezhető olyképen, hogy egy vagy több beépített alinverter oszlopot teljesen kihagyunk, tirisztorait nem gyújtjuk. Mindaz amit eddig elmondottunk érvényes erre az esetre is, csak most n -en a ténylegesen vezérelt alinverter számot kell érteni.

Összefoglalóan megállapítható, hogy váltakozó és egyenes gyújtási rendben egyaránt megvalósítható szimmetrikus vezérlés, ha N páratlan, míg csak aszimmetrikus vezérlés képzelhető el, ha N páros. A szabaddáválási idő páratlan N esetekre (K2.1.4)-ből, páros N -re (K2.1.6) kifejezésből kapható meg.

Hangsúlyozni kell, hogy a szabaddáválási időre itt megadott közelítő kifejezések gyakran nagyon pontatlan eredményt szolgáltatnak. E pontban feltételeztük ugyanis, hogy a tirisztorok vezetési ideje $T_p/2$. Mint látni fogjuk, ettől lényegesen eltérő vezetési idők is lehetségesek. A most felírt t_{off} képletek első sorban az $N \geq n$ hézagos gyújtási rendek mellett adhatnak jó, tájékoztató értéket.

A váltakozó és egyenes gyújtási rendek mellett továbbiak is elképzelhetők, pl. a kettő kombinációja.

Az eddigiekben feltételeztük, hogy valamennyi tirisztor gyújtást követő i_o áram impulzus átlagértékben energiát szállít az egyenáramú tápforrásból a párhuzamos rezgőkörbe. Kivitelezhetők olyan gyújtási rendek is, amelyeknél egy, vagy több tirisztor gyújtása után az energia áramlás iránya megfordul a párhuzamos rezgőkör két bemenő kapcsán.

K2.2 Gyújtás eltolás, gyújtásszög

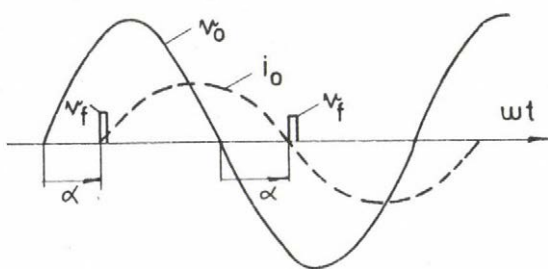
A 2.3 és a K2.1 pontban feltételeztük, hogy az alinverterek tirisztorait mindig a v_o kimenő feszültség megfelelő zérus átmeneteinek az időpontjaiban gyújtjuk. Vezérlési oldalról nem jelent nehézséget az, hogy a gyújtóimpulzusokat a zérusátmenetekhez képest eltoljuk, késleltessük vagy siettessük.

Adott kapcsolás és előírt N érték és gyújtási rend lényegében véve megszabja a v_o feszültségnek azokat a zérusátmeneti pontjait, amelyekben az egyes tirisztorokat gyújtóimpulzus eltolás nélküli esetben gyújtani kell. Az egyes gyújtó-

impulzusok eltolását ezekhez a zérusátmeneti időpontokhoz képest mérjük és számszerűen általában a v_o szinuszos kimenő feszültség szögében adjuk meg. Ezért gyújtáseltolás helyett inkább gyújtásszögről szokás beszélni, amelynek jele α .

Elvben választhatnánk az egyes tirisztorok számára különböző gyújtásszöget. Ez azonban megbontaná a jelek szimmetriáját és egyéb komplikációkhoz vezetne. A gyakorlatban valamennyi tirisztor gyújtásszögét egyenlőre vesszük fel és együtt változtatjuk.

Definíció szerint a gyújtásszög pozitív, ha a tirisztor gyújtás a megfelelő zérusátmeneti időponthoz képest késik. Ha $0 < \alpha < \pi$, akkor valamely pozitív alinverter tirisztor a v_o feszültség pozitív félperiódusában, negatív alinverteré pedig a v_o feszültség negatív félperiódusában kap gyújtást (K2.2.1 ábra).



K2.2.1 ábra
Gyújtásszög definíciója

Tételezzük fel, hogy a tirisztor gyújtását követően félperiódusig szinuszos i_o áram-impulzus folyik és az invertert teljes, váltakozó gyújtási rendben vezéreljük. Ha megköveteljük, hogy hatásos teljesítmény szállítás legyen a terhelésbe, akkor α -nak $-\pi/2 < \alpha < \pi/2$ határok között kell maradnia. Ilyenkor $\alpha > 0$ ill. $\alpha < 0$ esetben az i_o áramnak a hatásos komponensen kívül van egy induktív, ill. kapacitív jellegű meddő kom-

ponense is. $\alpha = \pm \pi/2$ gyújtásszögre a P_o kimenő hatásos teljesítmény zérus. Ha pedig $\pi/2 < |\alpha| < \pi$, a kimenő hatásos teljesítmény negatív, az energia áramlás iránya megfordul, energia áramlik vissza a terhelésből a soros rezgőkörbe.

Meg kell még jegyezni, hogy α megváltoztatása az önvezérléses inverter frekvenciájának a kis mértékű módosulását is maga után vonja (4.3 pont). Ez fizikailag könnyen érzékelhető. Siető i_o áram ($\alpha < 0$) v_o változását is sietteteti, míg késő áram v_o változását késlelteti.

K2.3 A kimenő teljesítmény változtatása

A technológiai folyamat általában megköveteli, hogy az inverter kimenő teljesítményét széles határok között változtatni lehessen. Például indukciós olvasztás esetében a kemence szinterelésekor az inverter névleges kimenő teljesítményének (1/30 ~ 1/50)-ed részére van csak szükség és hőntartás esetén is csak a névleges teljesítmény tört részét kell az inverternek szolgáltatnia. Indukciós melegítéskor is célszerű az üresjárás szakaszokban a veszteségek csökkentése érdekében a kimenő feszültséget a minimumra állítani, s csak a betét - a melegítendő fém - behelyezésének az időtartamára kell az invertert tel-

jes terheléssel járatni. A frekvenciaosztásos inverter esetében a kimenő teljesítmény változtatására több lehetőség áll rendelkezésre, bár mindegyik vég-eredményben a v_o kimenő feszültség effektív értékét módosítja. $v_o = v_{om} \sin \omega t$ kimenő feszültség esetében a kimenő teljesítmény $P_o = v_{om}^2 / 2R_p$, vagyis a feszültség négyzetével arányos. Általában elégséges, ha a kimenő feszültség effektív értékét 1/5 - 1/8-ára csökkentjük. A terhelés nagy hőtehetetlensége miatt legtöbbször az is megengedett, hogy a kimenő teljesítmény periódusról-periódusra erősen fluktuáljon és csak egy viszonylag hosszú időre pl. néhány tíz középfrekvenciás periódusra vett átlagértéke csökkenjék le a kívánt mértékben.

A v_o kimenő feszültség változtatására az alábbi főbb módszerek, vagy ezek kombinációi jöhetnek számításba:

- a/ A bemenő v_i egyenfeszültség változtatása. Előnye, hogy a v_o feszültség folyamatos változtatását teszi lehetővé viszonylag nagy tartományban. Az egyszerűen megvalósítható változási tartomány a v_o feszültségben 100 %-tól kb. 10 %-ig tart. Hátránya, hogy vezérelt egyenirányítót, az egyenirányítás miatt megjelenő viszonylag kis frekvenciák szűrése miatt jelentős szűrést igényel, továbbá a hálózati teljesítménytényezőt is rontja.
- b/ Hézagos gyűjtési rend alkalmazása. A v_o feszültség csak lépcsősen módosítható. Előnye, hogy az a/ alatt felsorolt hátrányoktól mentes. Hátránya, hogy v_o folyamatosan nem változtatható, v_o -ban nagyobb változási tartományt megvalósítani bonyolultabb és mivel v_i állandóan a maximális értéken van, az inverter indítása sem végezhető el olyan egyszerűen, mint az a/ esetben (ld. 6. Fejezetet).
- c/ Gyűjtásszög változtatás alkalmazása.
- d/ Külső frekvenciavezérlés alkalmazása.

Az utóbbi két módszerről a 3. és 6. Fejezetekben részletesen szó lesz (3.6, 3.7, 3.8, 6.2...6.5 pontok).

K 3.1 Kimenő áram effektív értéke

Megadjuk a terhelésbe folyó áram effektív értékét az "1"- "2"-es állapotra ($\Omega \neq 1$)

$$\begin{aligned} \pi I_{\text{or.m.s.}}^2 = & D_1^2 \left\{ \frac{\alpha_e}{2} + \frac{1}{4} [\sin 2(\alpha + \alpha_e) - \sin 2\alpha] - \right. \\ & - 2D_1^2 \cos \alpha [(F_2 + F_3) \cos \alpha - (F_1 + F_4) \sin \alpha] + \\ & + D_2 [(F_1 - F_4) \cos \alpha - (F_2 - F_3) \sin \alpha] + \\ & + D_1^2 \cos^2 \alpha \left(\frac{\alpha_e}{2} + \frac{\sin 2\Omega \alpha_e}{4\Omega} \right) + D_1 \left(\frac{1}{2\Omega} \right) \sin^2 \Omega \alpha_e + \\ & \left. + D_4 \left(\frac{\alpha_e}{2} - \frac{1}{4\Omega} \sin 2\Omega \alpha_e \right) \right\} \end{aligned}$$

$$\text{ahol } D_2 = 2D_1(D_1 \Omega \sin \alpha - v_i - V_{\text{cm}})$$

$$D_3 = -D_2 \cos \alpha$$

$$D_4 = D_1^2 \Omega^2 \sin^2 \alpha - 2\Omega D_1 D_5 \sin \alpha + D_5^2$$

$$D_5 = v_i + V_{\text{cm}}$$

$$F_1 = \frac{1 - \cos(1 + \Omega) \alpha_e}{2(1 + \Omega)}$$

$$F_2 = \frac{\sin(1 - \Omega) \alpha_e}{2(1 - \Omega)}$$

$$F_3 = \frac{\sin(1 + \Omega) \alpha_e}{2(1 + \Omega)}$$

$$F_4 = \frac{1 - \cos(1 - \Omega) \alpha_e}{2(1 - \Omega)}$$

$\Omega=1$ esetre:

$$\begin{aligned} \pi I_{\text{or.m.s.}}^2 = & D_6 (\alpha_e - 0.5 \sin 2\alpha_e) + (D_7/4) (\alpha_e^2 - \alpha_e \sin 2\alpha_e + \sin^2 \alpha_e) + \\ & + \frac{D_7 \tan \alpha}{2} (\alpha_e \sin^2 \alpha_e + \frac{1}{4} \sin 2\alpha_e - \frac{\alpha_e}{2}) + \\ & + \frac{1}{16} (\frac{1}{2} - \alpha_e^2) \sin 2(\alpha + \alpha_e) - \frac{\alpha_e}{16} \cos 2(\alpha + \alpha_e) + \frac{1}{24} \alpha_e^3 - \frac{1}{32} \sin 2\alpha \end{aligned}$$

$$\text{ahol } D_6 = \frac{1}{8} (\sin^2 \alpha - 4D_5 \sin \alpha + 4D_5^2) \quad D_7 = \frac{\cos \alpha}{2} (\sin \alpha - 2D_5)$$

Míg, ha $\Omega = 1$, $\alpha = 0^\circ$ és $\alpha_e = \pi$

$$I_{\text{or.m.s.}}^2 = \frac{1}{4} (2D_5^2 - \pi D_5 + \frac{\pi^2}{6} - \frac{1}{4})$$

K3.2 Fázissik

Tartsuk meg a 3.5.1 pontban tett két feltételezésünket, nevezetesen legyen most is $\alpha=0$ és $\Omega=1$.

Érdekes felrajzolni a $v_c \sim i_{\text{ol}} = dv_c/dt$ fázissikra a fázisgörbét a (3.3.31) és a (3.5.1) egyenletek alapján. Irjuk fel ezt a két összefüggést, továbbá a (3.5.2) egyenletet ismét:

$$v_c = -(v_1 + V_{cm}) \cos t + v_1 \quad \left| \quad + \frac{t}{2} \cos t - \frac{1}{2} \sin t \right. \quad (K3.2.1)$$

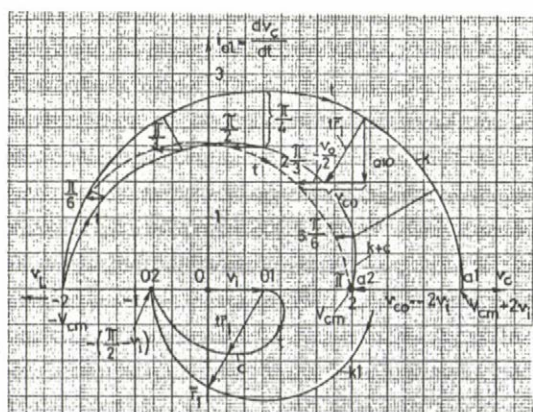
$$i_{ol} = \frac{dv_c}{dt} = (v_1 + V_{cm}) \sin t \quad \left| \quad - \frac{t}{2} \sin t \right. \quad (K3.2.2)$$

$$v_L = \frac{di_{ol}}{dt} = (v_1 + V_{cm}) \cos t \quad \left| \quad - \frac{t}{2} \cos t - \frac{1}{2} \sin t \right. \quad (K3.2.3)$$

Az egyenletek jobb oldalán a szaggatott elválasztó vonaltól balra eső részt a v_1 bemenő feszültség és a kezdeti $-V_{cm}$ kondenzátor feszültség (töltés) létesíti. Ehhez a fázissíkon a k jelű kör tartozik, amelynek sugara $(v_1 + V_{cm})$ és a középpontja a v_c tengelyen az origótól v_1 távolságban van (K3.2.1 ábra).

Az elválasztó vonaltól jobbra eső $-\frac{1}{2} \sin t$ nélküli kifejezést egy $\pi/2$ sugaru kör ábrázolná a fázissíkon, ha t szorzó helyett π szerepelne. Ezt a kört az ábránkban szerkesztési okokból szintén eltoltuk v_c irányban v_1 -vel (kl kör). A k és kl körök tehát koncentrikusak. A kl körből könnyű megszerkeszteni a t -vel szorzott esetre érvényes v_1 -vel eltolt fázisgörbét. Nem kell egyebet tenni, csak a kl kör \bar{r}_1 rádiusz vektorának abszolút értékét (t/π) -vel meg kell szorozni és ezt a távolságot kell Ol -ből a rádiusz vektorra mérni (c görbe). A t -vel paraméterezett k kör egyes t időponthoz tartozó pontjaihoz hozzáadva a $t\bar{r}_1$ vektorokat a $(k+c)$ görbéhez jutunk. (K3.2.1) szerint a $(k+c)$ görbe egyes pontjait el kell még tolni v_c irányban $-\frac{1}{2} \sin t = \frac{1}{2} v_o$ -val, s így kapjuk végül is a szaggatott vonallal rajzolt eredő fázisgörbét.

A terhelés változásakor a c görbe, vagyis a $t\bar{r}_1$ vektorok és a $\frac{-v_o}{2}$ eltolás nem változnak, ezeket csak egyszer kell megszerkeszteni. A mindenkor terheléshez, vagyis $(V_{cm} + 2v_1)$ -hez tartozó k kör megfelelő pontjaihoz kell csak a $(t\bar{r}_1 - v_o/2)$ vektorokat hozzáadni az új fázisgörbe megszerkesztéséhez.



K3.2.1 ábra

Az $i_{ol}(v_c)$ és az $i_{ol}(v_L)$ fázisgörbe szerkesztése. Példánkban: $\alpha = 0$, $Q = 1$; $P_o = 1$; $V_{cm} = 2$; $v_1 = \pi/4$.

Az eredő fázisgörbe közelítőleg kör, ha $(v_1 + V_{cm}) \gg \pi/2$, vagy megfordítva: a v_o kiemenő feszültség által létesített i_{olo} áram és v_{co} feszültségkomponens befolyása annál erősebb, minél kisebb $(v_1 + V_{cm})$. Az i_{ol} áram csúcserőssége $t = \pi/2$ előtt lép fel, nagysága annál inkább megközelíti a $(v_1 + V_{cm})$ értéket, minél nagyobb $(v_1 + V_{cm})$. Az i_{olo} és v_{co} komponensek a szerkesztésből minden időpontra kiadódnak (K3.2.1 ábra). Minthogy $v_{co} = \int_0^t i_{olo} dt$, a v_{co} metszékek megmondják, hogy a t időpontig folyt i_{olo} negatív irányú áramkomponens összesen milyen mértékben csökkenti a v_c kondenzátor feszültség pillanatértékét. A félperiódus végén állandósult

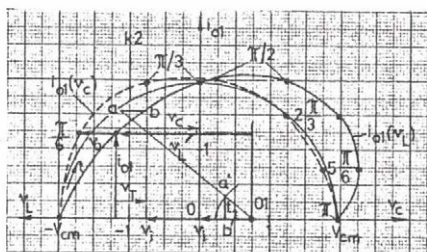
állapotban $v_c = v_{cm}$ -nek kell lenni, vagyis a $t = \pi$ időpontban v_{co} -nak szükségképpen $v_{co} = -2v_i$ -vel kell egyenlőnek lennie. A szerkesztés elve szerint az $\overline{O1O2} = \pi/2$ távolság megegyezik az $\overline{a1a2} = 2v_i$ távolsággal, s innen állandósult állapotra

$$v_i = \frac{\pi}{4} \quad (K3.2.4)$$

vagyis a (3.5.5) alatt már felírt összefüggés adódik ki ismét.

A (K3.2.1)...(K3.2.3) egyenletek és a fentiekben leírt gondolatmenet alapján könnyű megszerkeszteni az i_{ol} és $v_L = di_{ol}/dt$ állapotváltozók közötti fázisgörbét is. Vigyük fel a v_L mennyiséget az abszcissza tengelyre úgy, hogy a pozitív tengelyét a szokásostól eltérően az origótól balra vegyük fel. Tekintsük 0 helyett 01-et a koordináta rendszer origójának (K3.2.1 ábra). Ilyen feltételek mellett könnyű belátni, hogy a k , c és $(k+c)$ görbe az $i_{ol} = i_{ol}(v_L)$ fázisgörbe esetén is változatlan marad, s az egyetlen változás csak az, hogy a $-\frac{v_o}{2}$ tagnak megfelelő vektorokat most ellenkező irányban kell a $(k+c)$ görbe megfelelő pontjaihoz hozzáadni. Az $i_{ol} = i_{ol}(v_L)$ eredő fázisgörbét a K3.2.2 ábrába rajzoltuk be.

A K3.2.2 ábra bemutatja, miként lehet vezető tirisztor esetére az $i_{ol}(v_c)$ és az $i_{ol}(v_L)$ fázisgörbék közül egy pozitív alinverter valamennyi feszültségének, nevezetesen a v_L , v_c , v_o feszültségeknek és az i_{ol} áramának a pillanatértékét leolvasni. (A feszültségek pillanatértéke pozitív, ha a vektorának a nyila balra mutat.) Kiolvasható még a pozitív alinverter párjában helyetfoglaló, a $0 \leq t \leq \pi$ időszakban nem vezető tirisztor $v_T = v_i + v_o + v_c$ feszültségének az időbeli változása is az ábrából. A $t = t_1$ időpontban legyen $v_T = v_i + v_o + v_c = 0$, vagy ami ugyanez, $v_L = 2v_i$. Ezeknek a transzcendens egyenleteknek a megoldása helyett egyszerűbb a t_{off} meghatározására szolgáló (3.5.10 a) egyenletben szereplő t_1 -et a K3.2.2 ábrából találgatással közelítőleg meghatározni. Ebből a célból az 01 pont körül $(1/2)$ sugarú kört kell rajzolni, és a t_1 szöget úgy kell megválasztani, hogy $\overline{ab} = \overline{a'b'}$ teljesüljön.



K3.2.2 ábra

Feszültség, áram és energia pillanatértékek a fázisgörbéből. Példánkban: $\alpha = 0, \Omega = 1, v_{cm} = 2v_i = \pi/4$

A tirisztor be- és kikapcsolási veszteségei szempontjából lényeges a $di_{ol}/dt = v_L$ kezdeti és végértéke, amelyek: $v_L(0) = v_{cm} + v_i$ és $v_L(\pi) = v_{cm} - v_i$.

Jelöljük az $i_{ol}(v_c)$ fázisgörbe egy tetszőleges pontjának a távolságát a 0 origótól $\sqrt{2A_o}$ -vel. Az ábrából

$$A_o(t) = \frac{1}{2}(i_{ol}^2 + v_c^2) \quad (K3.2.5)$$

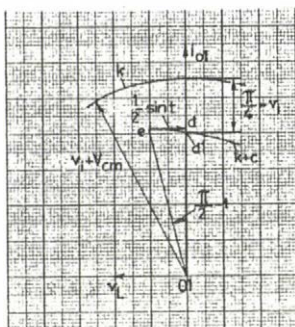
ahol $\frac{1}{2} i_{ol}^2$ ill. $\frac{1}{2} v_c^2$ az L_s induktivitásban, ill. a

C_s kondenzátorban tárolt energia pillanatértéke, míg A_g a tárolt energiák pillanatértékeinek az összege. Mint tudjuk A_g kezdeti és végértéke $A_g(0)=A_g(\pi) = \frac{1}{2} V_{cm}^2$. A K3.2.2 ábrába folytonos vonallal berajzoltuk a $V_{cm} = \sqrt{2A_g(0)}$ sugarú k_2 kört az O középpont körül. Látszik, hogy a soros rezgőkörben tárolt energia a felvett példában alig változik. $A_g(t)$ a félperiódus első részében kissé megnő, a félperiódus második részében enyhén lecsökken.

A 3.5.1 ábrában feltüntetett $i_{ol}(t)$ görbéknek megfelelően a $v_L = 0$ érték a fázisgörbéből is $t = \pi/2$ időpontra adódik. A $v_L = 0$ -hoz tartozó t időpontot könnyű közelítőleg meghatározni a fázisgörbéből. A fázisgörbe szerkesztésénél alkalmazott egyik részletet megismételtük a K3.2.3 ábrában. A d pont az $i_{ol}(v_L)$ fázisgörbének azt az eredő pontját adja, amelyre $v_L = 0$. Az Olde derékszögű háromszögre az Oldl=Old közelítéssel

$$\operatorname{tg}\left(\frac{\pi}{2} - t\right) \cong \frac{\frac{1}{2} \sin t}{\frac{V_{cm}}{2}} \text{ vagy } \sin^2 t \cong 2 \frac{V_{cm}}{V_{cm}} \cos t \quad (K3.2.6)$$

transzcendens egyenlet írható fel. A közelítés jó, ha a terhelés nagy, vagyis V_{cm} nagy, vagy más szavakkal t közel van $\pi/2$ -höz.



K3.2.3 ábra

Segéd ábra az i_{ol} áram csúcserék időpontjának a közelítő meghatározásához

A K3.2.3 ábrából az is látszik, hogy az i_{ol} áramimpulzus csúcseréke

$$i_{olm} = \overline{Old} \cong \overline{Oldl} = V_{cm} \quad (K3.2.7)$$

Ez a közelítés is nagy terheléseknél jó, vagyis amikor $i_{ol}(t)$ -t tulnyomó részt a kezdeti V_{cm} kondenzátor feszültség hozza létre. A (K3.2.10) alatti konzervatív közelítés (K3.2.2)-ből is kiolvasható.

A P_o kimenő teljesítmény csökkenésével a v_o feszültség által létesített i_{olo} negatív

áramkomponens sulya egyre nagyobb (K3.2.1 ábra) és a 3. üzemmódban már elegendően nagy ahhoz, hogy az eredő áram értékét zérussá tegye még a $t=\pi$ időpont előtt. Ilyenkor a (K3.2.9) és (K3.2.10) közelítéseket már nem szabad alkalmazni.

K3.3 Ujragyújtás

Maradjunk meg az előző pontban alkalmazott $\alpha=0$ és $\Omega=1$ feltételezésünk mellett, de ugyanakkor ebben a pontban tekintsük úgy, hogy a tirisztor a rövid szabaddáválási idő miatt ujragyújt, ha az eltolt kondenzátor feszültség azelőtt met-szi be a kimenő feszültség görbét, mielőtt még az alinverterpár másik tirisztora gyújtóimpulzust kapott volna. Ilyenkor áll elő a 3.4.3 ábrában feltüntetett állapot, a tirisztor i_{ol} - jelű második áramimpulzust is vezet (ld. még

K3.3.1 a ábrát).

Az i_{O1} - áramimpulzus egyenletét könnyű meghatározni (3.3.15)-ből olyképpen, hogy a koordináta rendszer origóját eltoljuk 0-ból $O1$ -be (3.4.3 ábra), a (3.3.15) egyenletbe α helyett α_1 -et helyettesítünk be, a v_O kimenő feszültség miatt fellépő, szögletes zárójelbe tett, jobb oldali első tagot megszorozzuk (-1) -gyel, mivel most, ha $\alpha_1 > 0$, akkor v_O pillanatértéke negatív, és végül $v_{cb}(0) = -v_{c1} = \sin \alpha_1$ értékkel, mint kezdeti feltétellel számolunk

$$i_{O1}(t) = 0.5[\sin \alpha_1 \sin t + t \sin(t + \alpha_1)] + v_{c1} \sin t \quad (K3.3.1)$$

Az i_{O1} - áramimpulzus által okozott soros kondenzátor feszültség

$$v_c = 0.5 [\sin(t + \alpha_1) - \sin \alpha_1 \cos t - t \cos(t + \alpha_1)] - v_{c1} \cos t + v_i \quad (K3.3.1 a)$$

Állapítsuk meg adott v_O és P_O esetén, állandósult állapotban α_1 , α_2 , Δv_c , v_i és V_{cm} értékeket. A szükséges öt egyenletet a következőképpen írhatjuk fel: Az i_{O1} áramimpulzus által létesített C_s kondenzátor feszültségváltozás

$$V_{cm} + v_i - v_{c1} = \int_0^{\pi} i_{O1} dt = 2(V_{cm} + v_i) - \pi/2 \quad (K3.3.2)$$

míg az i_{O1} - áramimpulzus (origó áthelyezve!)

$$\begin{aligned} \Delta v_c &= \int_0^{\alpha_2} i_{O1} dt = v_{c1} \left(1 - \frac{\cos \alpha_2}{2}\right) + \\ &+ 0.5 [\sin(\alpha_1 + \alpha_2) - \alpha_2 \cos(\alpha_1 + \alpha_2)] \end{aligned} \quad (K3.3.3)$$

feszültségváltozást hoz létre. Állandósult állapotban az i_{O1} és i_{O1} - áramimpulzusok által okozott teljes feszültségváltozás

$$2V_{cm} = V_{cm} + v_i - v_{c1} + \Delta v_c \quad (K3.3.4)$$

Az i_{O1} - áram $t = \alpha_2$ időpontban $i_{O1}(\alpha_2) = 0$ és ebből

$$\sin \alpha_1 \sin \alpha_2 = \alpha_2 \sin(\alpha_1 + \alpha_2) \quad (K3.3.5)$$

Végül a (3.3.6) összefüggés most is érvényben van

$$V_{cm} = \frac{\pi}{2} \frac{P_O}{v_i} \quad (K3.3.6)$$

(K3.3.2) és (K3.3.4)-ből

$$v_i = \frac{\pi}{4} - \frac{\Delta v_c}{2} \quad (K3.3.7)$$

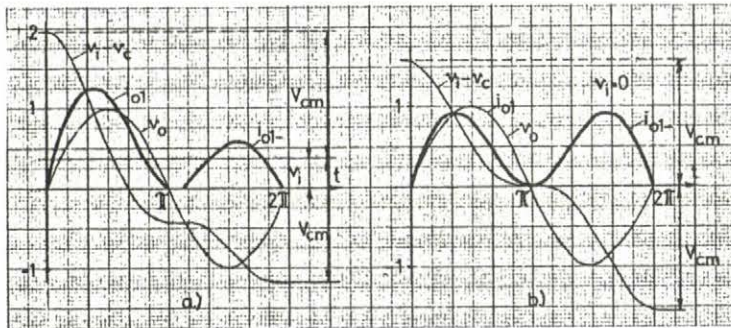
A szabaddáválási idő a 3.4.3 ábra szerint

$$t_{\text{off}} = [2\pi - (\alpha_1 + \alpha_2) + t_1] \quad (\text{K3.3.8})$$

A bemenő áram átlagértéke (K3.2.2)...(K3.2.4)-ből

$$I_{i,\text{ave}} = \frac{1}{2\pi} \left(\int_0^{\pi} i_{o1} dt + \int_0^{\alpha_2} i_{o1} dt \right) = \frac{V_{\text{cm}}}{\pi} \quad (\text{K3.3.9})$$

A fenti összefüggések alapján rajzoltuk fel az ujragyújtás esetére a 3.5.2 és a 3.5.3 ábrába szaggatott vonallal néhány mennyiség változását a kimenő teljesítmény függvényében. A v_i bemenő feszültség a $\frac{\pi}{8} \leq P_o \leq \frac{\pi+4}{8}$ tartományban nem marad állandó, hanem P_o -val közel lineárisan növekedik [(K3.3.7) egyenlet]. Ezzel szemben most a $P_o \leq (\pi+4)/8$ tartományban $I_{i,\text{ave}}$ marad közelítőleg állandó ($I_{i,\text{ave}} \approx 0.5$). Míg tehát az invertert ujragyújtás nélkül a $P_o > \pi/8$ tartományban állandó feszültséggenerátorról kell táplálni, addig ujragyújtás esetén a $P_o < (\pi+4)/8$ tartományban közel állandó áramgenerátorról kell ellátni ahhoz, hogy a kimenő teljesítmény változása ellenére a kimenő feszültség állandó maradjon. Ujragyújtás nélkül $I_{i,\text{ave}}$ változik közel lineárisan P_o -val, míg ujragyártás esetén v_i -re vonatkozóan tehető hasonló megállapítás a $P_o < (\pi+4)/8$ tartományban.



K3.3.1 ábra

Időfüggvények ujragyújtás esetén

a ábra: $P_o = \pi/8$. b ábra: $P_o = 0$; $V_{\text{cm}} = \pi/2$.

Nagyáramu ideális üresjárás

Az α_1 szög a $0^\circ \leq \alpha_1 \leq 90^\circ$ tartományban változik. P_o csökkenésével α_1 is csökken, míg α_2 és Δv_c növekedik. Határesetben $P_o = 0$. Ilyenkor: $\alpha_1 = 0^\circ$; $\alpha_2 = 180^\circ$ és (K3.3.3)-ből $\Delta v_c = \pi/2$, $v_i = 0$. (K3.3.4) és (K3.3.9)-ből $V_{\text{cm}} = \pi/2$ és $I_{i,\text{ave}} = 0.5$. Erre a határesetre, továbbá a $P_o = \pi/8$ -ra vonatkozó időfüggvényeket tünteti fel a K3.3.1 ábra. A tirisztor a

kimenő feszültség egy periódusáig vezet. A $P_o = 0$ határesetre (3.5.1)-ből

$$i_{o1} = \left(\frac{\pi}{2} - \frac{t}{2} \right) \sin t \quad (\text{K3.3.10})$$

míg (K3.3.1)-ből

$$i_{o1} = \frac{t}{2} \sin t \quad (\text{K3.3.11})$$

Az utóbbi esetben azonban a koordináta rendszer origója az O_1 pontban van. Ha i_{o1} esetében is az origó O_1 -ben van

$$i_{o1} = \left(\frac{\pi}{2} - \frac{t+\pi}{2}\right) \sin(t+\pi) = \frac{t}{2} \sin t$$

vagyis $i_{o1}(-t) = i_{o1}(t)$. A terhelésbe egy periódus alatt betáplált energia zérus, energia áramlás csak lengés formájában van. v_o pozitív félperiódusában az energia a soros kondenzátorból a párhuzamos rezgőkörbe megy. A negatív félperiódusban ugyanaz az energia visszaáramlik a párhuzamos rezgőkörből a soros kondenzátorba.

Fontos eredmény még, hogy mivel $I_{i,ave} \geq 0.5$, a V_{cm} kondenzátor feszültség amplitudó minden terhelésen nagyobb, mint $\pi/2$, vagy legalább $V_{cm} = \pi/2$. He-lyettesítsük az 1. üzemmód feltételébe, a (3.4.3)-ba, a (K3.3.9) összefüggést, és ezzel most az 1. üzemmód feltétele

$$I_{i,ave} \geq \frac{1+v_i}{\pi} \quad (K3.3.12)$$

A 3.5.3 ábra feltünteteti az $(1+v_i)/\pi$ mennyiség változását is P_o függvényében. Látszik, hogy közvetlenül a $P_o = (\pi + 4)/8$ alatti kis szakasztól eltekintve (K3.3.12) a $0 \leq P_o < 0.6$ tartományban teljesül, az inverter az i_{o1} -áram kondenzátor feszültség növelő hatása miatt 1. üzemmódban dolgozik, állapotjellemzője $\bar{A}=121$. A maradék $0.6 < P_o < (\pi + 4)/8$ tartományban (K3.3.12) nem teljesül, az inverter 2. üzemmódban dolgozik, állapotjellemzője $\bar{A}=221$.

Ebben a pontban eddig feltételeztük, hogy α_1 értékétől függetlenül a tirisztor ujragyujt. Gyakorlati eset lehet az is természetesen, hogy a tirisztor szabaddáválási időnél nagyobb α_1 értékekre a tirisztor nem gyujt újra, az inverter egyszerűen 2. üzemmódban dolgozik. Tegyük fel, hogy a tirisztorok $\alpha_1 \leq 30^\circ$ esetén gyujtanak csak újra és legyen $P_o = 0.6$. A 3.5.2 ábrából látszik, hogy ujragyujtás nélkül t_{off} kisebb lenne 30° -nál, vagyis a tirisztoroknak ebből a szempontból újra kell gyujtaniok. Másrészt viszont az ujragyujtási állandósult állapotra érvényes $\alpha_1(P_o)$ görbéből kitűnik (3.5.2 ábra), hogy $\alpha_1 = 38.5^\circ$ -ra adódna ki, amiből az következik, hogy a tirisztorok nem gyujtanak újra. A valóságban sem az A, sem a B ponttal jelölt állandósult állapot nem jöhet létre. Tranziens (labilis) állapot keletkezik. Ha valamelyik alinverterben egy gyujtást követően az áramkör szabaddáválási ideje a tirisztorénál kisebbre adódik ki, a tirisztor ujragyujt. Az i_{o1} -áramimpulzus megnöveli a C_s kondenzátor feszültséget. A megnövelt kondenzátor feszültség elegendően nagy lehet ahhoz, hogy az alinverter tirisztor soron következő egy, vagy több gyujtásánál a kör szabaddáválási idejét a tirisztoré fölé növelje. A tirisztor ilyenkor addig nem gyujt újra, amíg a kondenzátor feszültség amplitudó csökkenése miatt a kör szabaddáválási ideje ismét nem csökken a tirisztoré alá. Az is lehetséges, hogy a tirisztoroknak egymás után többször újra kell gyujtania gyujtóimpulzus nélkül ahhoz, hogy a kondenzátor feszültség elegendően megnövekedjék egy vagy több ujragyujtás megakadályozásához. Akármelyik említett változat áll is elő, egy alinverteren belül ujragyujtásos és ujragyujtás nélküli szakaszok váltakoznak, a kondenzátor feszültség pedig hol növekvő, hogy csökkenő amplitudóval.

tudóval leng.

A felvett példában az inverter állapotjellemzője a következőképpen változik, miközben a P_O kimenő teljesítmény csökken:

$$P_O \cong (\pi + 4)/8; \quad \bar{A}=110$$

$$(\pi + 4)/8 > P_O \cong 0.645; \quad \bar{A}=210$$

$$0.645 > P_O \cong 0.49; \text{ tranziens (labilis) állapot}$$

$$0.49 > P_O > 0; \quad \bar{A}=121$$

$$P_O=0; \quad \bar{A}=131$$

A P_O értékét zérusról növelve az inverter a most leirt üzemállapotokon át kerül ismét a $P_O > (\pi + 4)/8$ -nak megfelelő $\bar{A}=110$ állapotba. A $P_O=0$ ideális üresjárási határhelyzetben a K3.3.1 b ábra szerinti jelalakok vannak. A 3. üzemmód határhelyzetében is van egy $P_O=0$ állapot, de ennél $i_{O1} \equiv 0$ és $\bar{A}=300$. Nevezzük az inverter első ideális üresjárási állapotát nagy áramu ideális üresjárásnak, míg a másodikat zérus áramu ideális üresjárásnak. Az utóbbi üresjárási állapotba az inverter a példánkban nem kerülhet, ha a $P_O=0$ értéket a fent leirt módon, nagy P_O értékek felől közelítjük meg. Ha azonban az inverter eredetileg árammentes és erről az állapotról kezdjük el P_O -át növelni, akkor az inverter állapotjellemzője a fentiektől kis P_O értékekre eltérő lesz, és pedig

$$P_O=0 \quad \bar{A}=300$$

$$0 < P_O \leq 0.26 \quad \bar{A}=310$$

$$0.26 < P_O \leq 0.49 \quad \bar{A}=121$$

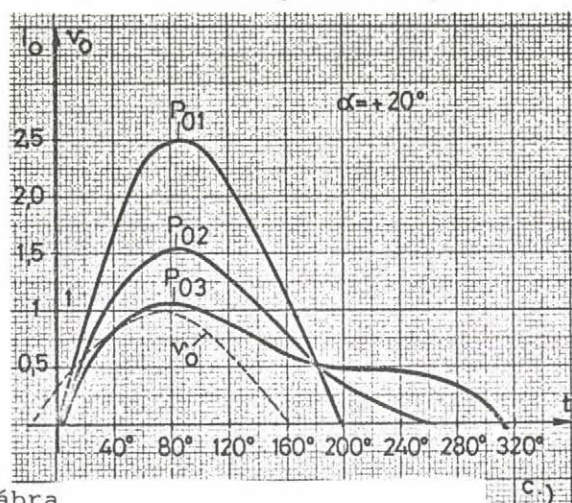
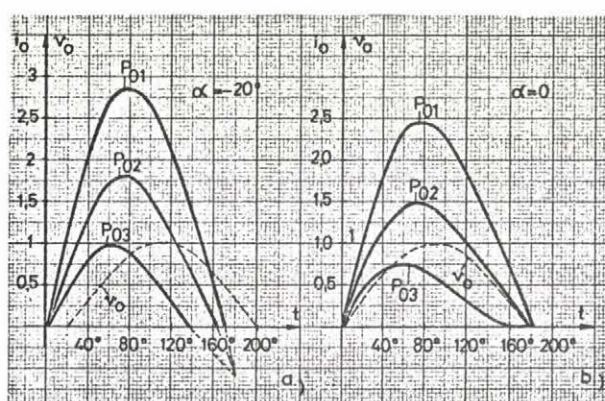
$P_O > 0.49$ -re pedig a fent már tárgyalt módon változnak az inverter üzemállapotok.

A tirisztor szabaddáválási idejének a növekedésével az állandósult tranziens állapotot kijelölő \overline{CD} szakasz (3.5.2 ábra) a szabaddáválási idővel egyenlő ordináta értékre tolódik el úgy, hogy a C pont az $\alpha_1(P_O)$ görbén, míg a D pont a $t_{off}(P_O)$ görbén csuszlik. A \overline{CD} tartomány szűkül és a $P_O=(\pi + 4)/8$ értékre zérusra zsugorodik.

Jelöljük C' -vel az $\alpha_1(P_O)$ és a $t_{off}(P_O)$ görbék metszéspontját, itt $t_{off}=15^\circ$ és $P_O=0.26$. A tirisztor szabaddáválási idejének a csökkenésével az állandósult tranziens állapot tartománya szélesedik (ld. $\overline{C'D'}$ szakaszt). Ha azonban a tirisztor szabaddáválási ideje kisebb, mint 15° , akkor a $P_O < 0.26$ -os kimenő teljesítményekre a 3. üzemmódban már stabilis állandósult állapot lehetséges.

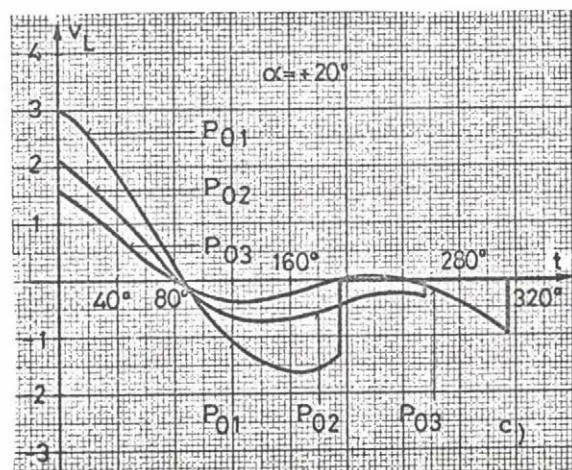
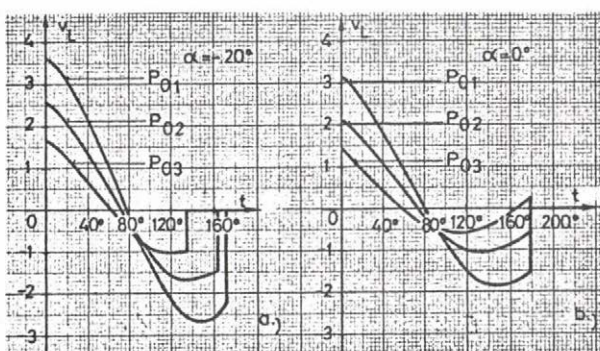
Noha egy kivitelezett 30 kW-os, 4 kHz-es inverterrel ebben az itt tárgyalt

tranzien (labilis) beállításban több, mint három hónapos üzemet vittünk névleges terhelés mellett a tirisztorok meghibásodása nélkül, mégis ezt az tranzien (labilis) állapotot nemkívánatosnak minősítettük, az inverterek üzemi tartományából kirekesztettük és ezért a továbbiakban nem vonjuk be a vizsgálati körünkbe. Erre egyik indokunk az volt, hogy a tirisztorokat gyárilag nem tervezik és próbálják ki gyújtóimpulzus nélküli periódikus ujragyújtásra. Másik indokunk az, hogy egyes gyártócégektől szerzett tájékoztatások szerint ilyen típusu ujragyújtásnál komoly "hot spot", vagy más néven di/dt igénybevétel léphet fel, különösen, ha a tirisztor akkor gyújt újra, amikor már csaknem elérte a teljes záróképességét, vagyis amikor már az eredetileg vezetett keresztmetszet tulnyomó részén a rekombinációs folyamat befejeződött.



K 3.6.1 ábra

Adott α esetén, P_0 -tól függetlenül valamennyi áramgörbe ugyanazon a ponton halad át a $t = \pi$ időpontban. Számított, léptékhelyes ábrák: $P_{01} = 1.2$, $P_{02} = 0.7$, $P_{03} = 0.3$.



K 3.6.2 ábra

Adott α esetén, P_0 - től függetlenül, valamennyi $v_L(t)$ görbe a $t = \pi/2$ időpontban ugyanazon a ponton halad át. Számított, léptékhelyes ábrák: $P_{01} = 1.2$, $P_{02} = 0.7$, $P_{03} = 0.3$.

K 5.1 Áramalapharmonikus

Az alapharmonikus számítás az alábbi képletek alapján végezzük: Az $i_o(\tau)$ áram alapharmonikusa.

$$i_{oa}(\tau) = i_{oam} \sin(\tau + \varphi_1) \quad (K 5.1.1)$$

ahol

$$i_{oam}^2 = a_1^2 + b_1^2 \quad (K 5.1.2)$$

$$\varphi_1 = \arctg \frac{a_1}{b_1} \quad (K 5.1.3)$$

$$a_1 = \frac{2}{\pi} \int_0^{\pi} i_o(\tau) \cos \tau d\tau \quad (K 5.1.4)$$

$$b_1 = \frac{2}{\pi} \int_0^{\pi} i_o(\tau) \sin \tau d\tau \quad (K 5.1.5)$$

$\underline{Q}_1 = 1$. A számítás először az (5.2.5) alatt megadott áramalakra végezzük el mégpedig arra az esetre, amikor "0" és "1" vezetési állapotok váltakoznak. Az előforduló integrálok és eredményeik:

$$A'_{11} = \int_0^{\alpha_e} \sin \tau \cos \tau d\tau = \frac{1}{2} \sin^2 \alpha_e \quad (K 5.1.6)$$

$$\begin{aligned} A'_{12} &= \int_0^{\alpha_e} \tau \sin(\tau + \alpha_o) \cos \tau d\tau = \left[\frac{\sin 2\tau}{4} \left(\frac{1}{2} \cos \alpha_o + \tau \sin \alpha_o \right) + \right. \\ &\quad \left. + \frac{\cos 2\tau}{4} \left(\frac{1}{2} \sin \alpha_o - \tau \cos \alpha_o \right) + \tau^2 \frac{\sin \alpha_o}{4} \right]_0^{\alpha_e} = \\ &= \frac{\sin 2\alpha_e}{4} \left(\frac{1}{2} \cos \alpha_o + \alpha_e \sin \alpha_o \right) + \frac{\cos 2\alpha_e}{4} \left(\frac{\sin \alpha_o}{2} - \alpha_e \cos \alpha_o \right) + \\ &\quad + \frac{\sin \alpha_o}{4} \alpha_e^2 - \frac{1}{2} \end{aligned} \quad (K 5.1.7)$$

$$B'_{11} = \int_0^{\alpha_e} \sin^2 \tau d\tau = \frac{\alpha_e}{2} - \frac{\sin 2\alpha_e}{4} \quad (K 5.1.8)$$

$$\begin{aligned}
B'_{12} = & \int_0^{\alpha_e} \tau \sin(\tau + \alpha_0) \sin \tau \, d\tau = \left[\frac{\sin \alpha_0}{4} \left(\frac{\sin 2\tau}{2} - \tau \cos 2\tau \right) + \right. \\
& + \frac{\cos \alpha_0}{4} \left(\tau^2 - \tau \sin 2\tau - \frac{1}{2} \cos 2\tau \right) \Big]_0^{\alpha_e} = \frac{\sin \alpha_0}{4} \left(-\frac{1}{2} \sin 2\alpha_e - \alpha_e \cos 2\alpha_e + \right. \\
& + \frac{\cos \alpha_0}{4} (\alpha_e^2 - \alpha_e \sin 2\alpha_e + \sin^2 \alpha_e) \quad (K 5.1.9)
\end{aligned}$$

Az állandókban az első index az $Q = 1$ esetre, míg a második a sorrendűségre, a vessző pedig az "1" vezetési állapotra utal. a_1 és b_1 értéke (5.2.5) figyelembevételével

$$\frac{\pi}{2} a_1 = - [0.5 V_{oim} \sin \alpha_0 + v_{cb}(0)] A'_{11} - 0.5 V_{oim} A'_{12} \quad (K 5.1.10)$$

$$\frac{\pi}{2} b_1 = - [0.5 V_{oim} \sin \alpha_0 + v_{cb}(0)] B'_{11} - 0.5 V_{oim} B'_{12} \quad (K 5.1.11)$$

Térjünk át arra az esetre, amelyikben "1" és "2" vezetési állapot váltakozik. Az áram kifejezése a $0 \leq \tau \leq (\alpha_e - \pi)$ időszakban

$$\begin{aligned}
i_o(\tau) = & - [V_{oim} \sin \alpha_0 + 2v_{cb}(0)] \sin \tau - V_{oim} \tau \sin(\tau + \alpha_0) - \\
& - \frac{\pi}{2} V_{oim} \sin(\tau + \alpha_0) \quad (K 5.1.12)
\end{aligned}$$

míg a félperiódus hátralévő részében $i_o(\tau)$ megegyezik az (5.2.5) alatti kifejezéssel. Most az előforduló integrálok és eredményeik:

$$A_{11} = \int_0^{\alpha_e - \pi} \sin \tau \cos \tau \, d\tau = \frac{1}{2} \sin^2 \alpha_e \quad (K 5.1.13)$$

$$\begin{aligned}
A_{12} = & \int_0^{\alpha_e - \pi} \tau \sin(\tau + \alpha_0) \cos \tau \, d\tau = \frac{\sin 2\alpha_e}{4} \left[\frac{\cos \alpha_0}{2} + (\alpha_e - \pi) \sin \alpha_0 \right] + \\
& + \frac{\cos 2\alpha_e}{4} \left[\frac{\sin \alpha_0}{2} - (\alpha_e - \pi) \cos \alpha_0 \right] - \frac{\sin \alpha_0}{4} \left[\frac{1}{2} - (\alpha_e - \pi)^2 \right] \quad (K 5.1.14)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
A_{13} = & \int_0^{\alpha_e - \pi} \sin(\tau + \alpha_0) \cos \tau \, d\tau = \frac{\cos \alpha_0}{2} \sin^2 \alpha_e + \frac{\sin \alpha_0}{2} (\alpha_e - \pi + \\
& + \frac{1}{2} \sin 2\alpha_e) \quad (K 5.1.15)
\end{aligned}$$

$$A_{14} = \int_{\alpha_e - \pi}^{\pi} \sin \tau \cos \tau \, d\tau = -\frac{1}{2} \sin^2 \alpha_e \quad (K 5.1.16)$$

$$A_{15} = \int_{\alpha_e - \pi}^{\pi} \tau \sin(\tau + \alpha_o) \cos \tau \, d\tau = - \frac{\sin 2\alpha_e}{4} \left[\frac{\cos \alpha_o}{2} + (\alpha_e - \pi) \sin \alpha_o \right] +$$

$$+ \frac{1}{4} \left(\frac{\sin \alpha_o}{2} - \pi \cos \alpha_o \right) - \frac{\cos 2\alpha_e}{4} \left[\frac{\sin \alpha_o}{2} - (\alpha_e - \pi) \cos \alpha_o \right] +$$

$$+ \frac{\alpha_e}{4} (2\pi - \alpha_e) \sin \alpha_o \quad (K 5.1.17)$$

$$B_{11} = \int_0^{\alpha_e - \pi} \sin^2 \tau \, d\tau = \frac{\alpha_e - \pi}{2} - \frac{\sin 2\alpha_e}{4} \quad (K 5.1.18)$$

$$B_{12} = \int_0^{\alpha_e - \pi} \tau \sin(\tau + \alpha_o) \sin \tau \, d\tau = \frac{\sin \alpha_o}{4} \left[\frac{\sin 2\alpha_e}{2} - (\alpha_e - \pi) \cos 2\alpha_e \right] +$$

$$+ \frac{\cos \alpha_o}{4} \left[(\alpha_e - \pi)^2 - (\alpha_e - \pi) \sin 2\alpha_e + \sin^2 \alpha_e \right] \quad (K 5.1.19)$$

$$B_{13} = \int_0^{\alpha_e - \pi} \sin(\tau + \alpha_o) \sin \tau \, d\tau = \frac{\cos \alpha_o}{2} \left(\alpha_e - \pi - \frac{\sin 2\alpha_e}{2} \right) +$$

$$+ \frac{\sin \alpha_o}{2} \sin^2 \alpha_e \quad (K 5.1.20)$$

$$B_{14} = \int_{\alpha_e - \pi}^{\pi} \sin^2 \tau \, d\tau = \pi - \frac{\alpha_e}{2} + \frac{\sin 2\alpha_e}{4} \quad (K 5.1.21)$$

$$B_{15} = \int_{\alpha_e - \pi}^{\pi} \tau \sin(\tau + \alpha_o) \sin \tau \, d\tau = \frac{\sin \alpha_o}{4} \left[(\alpha_e - \pi) \cos 2\alpha_e - \pi - \frac{\sin 2\alpha_e}{2} \right] +$$

$$+ \frac{\cos \alpha_o}{4} \left[(\alpha_e - \pi) \sin 2\alpha_e - \sin^2 \alpha_e - \alpha_e (\alpha_e - 2\pi) \right] \quad (K 5.1.22)$$

a_1 és b_1 értéke (K 5.1.12) és (5.2.5) figyelembevételével

$$\frac{\pi}{2} a_1 = - \left[V_{oim} \sin \alpha_o + 2v_{cb}(o) \right] (A_{11} + \frac{1}{2} A_{14}) -$$

$$- V_{oim} (A_{12} + \frac{\pi}{2} A_{13} + \frac{1}{2} A_{15}) \quad (K 5.1.23)$$

$$\frac{\pi}{2} b_1 = - \left[V_{oim} \sin \alpha_o + 2v_{cb}(o) \right] (B_{11} + \frac{1}{2} B_{14}) -$$

$$- V_{oim} (B_{12} + \frac{\pi}{2} B_{13} + \frac{1}{2} B_{15}) \quad (K 5.1.24)$$

$\Omega_1 \neq 1$. Végezzük el ugyanezt a számítást az (5.2.1) alatti áramkifejezésekre is. A "0" és "1" vezetési állapot váltakozásakor előforduló integrálok és eredményeik:

$$A'_{21} = \int_0^{\alpha_e} \cos(\tau + \alpha_0) \cos \tau \, d\tau = \frac{\cos \alpha_0}{2} \left(\alpha_e + \frac{\sin 2\alpha_e}{2} \right) - \frac{\sin \alpha_0}{2} \sin^2 \alpha_e \quad (\text{K } 5.1.25)$$

$$A'_{22} = \int_0^{\alpha_e} \cos \Omega_1 \tau \cos \tau \, d\tau = \frac{\sin(\Omega_1 - 1)\alpha_e}{2(\Omega_1 - 1)} + \frac{\sin(\Omega_1 + 1)\alpha_e}{2(\Omega_1 + 1)} \quad (\text{K } 5.1.26)$$

$$A'_{23} = \int_0^{\alpha_e} \sin \Omega_1 \tau \cos \tau \, d\tau = \frac{1 - \cos(\Omega_1 + 1)\alpha_e}{2(\Omega_1 + 1)} + \frac{1 - \cos(\Omega_1 - 1)\alpha_e}{2(\Omega_1 - 1)} \quad (\text{K } 5.1.27)$$

$$B'_{21} = \int_0^{\alpha_e} \cos(\tau + \alpha_0) \sin \tau \, d\tau = \frac{\cos \alpha_0}{2} \sin^2 \alpha_e - \frac{\sin \alpha_0}{2} \left(\alpha_e - \frac{\sin 2\alpha_e}{2} \right) \quad (\text{K } 5.1.28)$$

$$B'_{22} = \int_0^{\alpha_e} \cos \Omega_1 \tau \sin \tau \, d\tau = \frac{1 - \cos(1 + \Omega_1)\alpha_e}{2(1 + \Omega_1)} + \frac{1 - \cos(1 - \Omega_1)\alpha_e}{2(1 - \Omega_1)} \quad (\text{K } 5.1.29)$$

$$B'_{23} = \int_0^{\alpha_e} \sin \Omega_1 \tau \sin \tau \, d\tau = \frac{\sin(\Omega_1 - 1)\alpha_e}{2(\Omega_1 - 1)} - \frac{\sin(\Omega_1 + 1)\alpha_e}{2(\Omega_1 + 1)} \quad (\text{K } 5.1.30)$$

Az (5.2.1) alatti áram kifejezésből

$$\begin{aligned} \frac{\pi}{2} a_1 = & -V_{\text{oim}} D_2 A'_{21} + V_{\text{oim}} D_2 \cos \alpha_0 A'_{22} - \\ & - [V_{\text{oim}} D_2 \Omega_1 \sin \alpha_0 + v_{\text{cb}}(0)] A'_{23} \end{aligned} \quad (\text{K } 5.1.31)$$

$$\begin{aligned} \frac{\pi}{2} b_1 = & -V_{\text{oim}} D_2 B'_{21} + V_{\text{oim}} D_2 \cos \alpha_0 B'_{22} - \\ & - [V_{\text{oim}} D_2 \Omega_1 \sin \alpha_0 + v_{\text{cb}}(0)] B'_{23} \end{aligned} \quad (\text{K } 5.1.32)$$

A "2" vezetési állapotban a $0 \leq \tau \leq (\alpha_e - \pi)$ időszakban az áram kifejezése

$$i_o(\tau) = -2 V_{\text{oim}} D_2 \cos(\tau + \alpha_0) + F_1 \cos \Omega_1 \tau + F_2 \sin \Omega_1 \tau \quad (\text{K } 5.1.33)$$

ahol

$$F_1 = V_{\text{oim}} D_2 \cos \alpha_0 (1 - \cos \Omega_1 \pi) + [V_{\text{oim}} D_2 \Omega_1 \sin \alpha_0 + v_{\text{cb}}(0)] \sin \Omega_1 \pi \quad (\text{K } 5.1.34)$$

$$\begin{aligned} F_2 = & V_{\text{oim}} D_2 \cos \alpha_0 \sin \Omega_1 \pi - [V_{\text{oim}} D_2 \Omega_1 \sin \alpha_0 + \\ & + v_{\text{cb}}(0)] (1 - \cos \Omega_1 \pi) \end{aligned} \quad (\text{K } 5.1.35)$$

Az alapharmonikus számításban előforduló integrálok és eredményeik:

$$A_{21} = \int_0^{\alpha_e - \pi} \cos(\tau + \alpha_0) \cos \tau \, d\tau = \cos \alpha_0 \left(\frac{\alpha_e - \pi}{2} + \frac{\sin 2\alpha_e}{4} \right) - \frac{\sin \alpha_0}{2} \sin^2 \alpha_e \quad (\text{K 5.1.36})$$

$$A_{22} = \int_0^{\alpha_e - \pi} \cos \Omega_1 \tau \cos \tau \, d\tau = \frac{\sin(\Omega_1 - 1)(\alpha_e - \pi)}{2(\Omega_1 - 1)} + \frac{\sin(\Omega_1 + 1)(\alpha_e - \pi)}{2(\Omega_1 + 1)} \quad (\text{K 5.1.37})$$

$$A_{23} = \int_0^{\alpha_e - \pi} \sin \Omega_1 \tau \cos \tau \, d\tau = \frac{1 - \cos(\Omega_1 + 1)(\alpha_e - \pi)}{2(\Omega_1 + 1)} - \frac{1 - \cos(\Omega_1 - 1)(\alpha_e - \pi)}{2(\Omega_1 - 1)} \quad (\text{K 5.1.38})$$

$$A_{24} = \int_{\alpha_e - \pi}^{\pi} \cos(\tau + \alpha_0) \cos \tau \, d\tau = \cos \alpha_0 \left(\frac{2\pi - \alpha_e}{2} - \frac{\sin 2\alpha_e}{4} \right) + \frac{\sin \alpha_0}{2} \sin^2 \alpha_e \quad (\text{K 5.1.39})$$

$$A_{25} = \int_{\alpha_e - \pi}^{\pi} \cos \Omega_1 \tau \cos \tau \, d\tau = \frac{\sin(\Omega_1 - 1)\pi - \sin(\Omega_1 - 1)(\alpha_e - \pi)}{2(\Omega_1 - 1)} + \frac{\sin(\Omega_1 + 1)\pi - \sin(\Omega_1 + 1)(\alpha_e - \pi)}{2(\Omega_1 + 1)} \quad (\text{K 5.1.40})$$

$$A_{26} = \int_{\alpha_e - \pi}^{\pi} \sin \Omega_1 \tau \cos \tau \, d\tau = \frac{\cos(\Omega_1 + 1)(\alpha_e - \pi) - \cos(\Omega_1 + 1)\pi}{2(\Omega_1 + 1)} + \frac{\cos(\Omega_1 - 1)(\alpha_e - \pi) - \cos(\Omega_1 - 1)\pi}{2(\Omega_1 - 1)} \quad (\text{K 5.1.41})$$

$$B_{21} = \int_0^{\alpha_e - \pi} \cos(\tau + \alpha_0) \sin \tau \, d\tau = \frac{\cos \alpha_0}{2} \sin^2 \alpha_e - \frac{\sin \alpha_0}{2} (\alpha_e - \pi - \frac{1}{2} \sin 2\alpha_e) \quad (\text{K 5.1.42})$$

$$B_{22} = \int_0^{\alpha_e - \pi} \cos \Omega_1 \tau \sin \tau \, d\tau = \frac{1 - \cos(1 + \Omega_1)(\alpha_e - \pi)}{2(1 + \Omega_1)} + \frac{1 - \cos(1 - \Omega_1)(\alpha_e - \pi)}{2(1 - \Omega_1)} \quad (\text{K 5.1.43})$$

$$B_{23} = \int_0^{\alpha_e - \pi} \sin \Omega_1 \tau \sin \tau \, d\tau = \frac{\sin(\Omega_1 - 1)(\alpha_e - \pi)}{2(\Omega_1 - 1)} - \frac{\sin(\Omega_1 + 1)(\alpha_e - \pi)}{2(\Omega_1 + 1)} \quad (\text{K 5.1.44})$$

$$B_{25} = \int_{\alpha_e - \pi}^{\pi} \cos \Omega_1 \tau \sin \tau \, d\tau = \frac{\cos(1+\Omega_1)(\alpha_e - \pi) - \cos(1+\Omega_1)\pi}{2(1+\Omega_1)} +$$

$$+ \frac{\cos(1-\Omega_1)(\alpha_e - \pi) - \cos(1-\Omega_1)\pi}{2(1-\Omega_1)} \quad (K 5.1.46)$$

$$B_{26} = \int_{\alpha_e - \pi}^{\pi} \sin \Omega_1 \tau \sin \tau \, d\tau = \frac{\sin(\Omega_1-1) - \sin(\Omega_1-1)(\alpha_e - \pi)}{2(\Omega_1-1)} -$$

$$- \frac{\sin(\Omega_1+1)\pi - \sin(\Omega_1+1)(\alpha_e - \pi)}{2(\Omega_1+1)} \quad (K 5.1.47)$$

a_1 és b_1 értéke (K 5.1.33) és (5.2.1) alapján

$$\frac{\pi}{2}a_1 = -2V_{oim} D_2 A_{21} + F_1 A_{22} + F_2 A_{23} - V_{oim} D_2 A_{24} +$$

$$+ (V_{oim} D_2 \cos \alpha_o) A_{25} - [V_{oim} D_2 \Omega_1 \sin \alpha_o + v_{cb}(o)] A_{26} \quad (K 5.1.48)$$

$$\frac{\pi}{2}b_1 = -2V_{oim} D_2 B_{21} + F_1 B_{22} + F_2 B_{23} - V_{oim} D_2 B_{24} +$$

$$+ (V_{oim} D_2 \cos \alpha_o) B_{25} - [V_{oim} D_2 \Omega_1 \sin \alpha_o + v_{cb}(o)] B_{26} \quad (K 5.1.49)$$

K 5.2 Alapharmonikus áram fázisszögének deriváltjai

Szükség van φ_1 -nek az α_o , α_e , ω és V_{oim} szerinti deriváltjaira. A (K 5.1.2) és a (K 5.1.3) szerint a $\varphi_1 = \varphi_1(x)$ esetben

$$\frac{d\varphi_1}{dx} = \frac{1}{2} (b_1 \frac{da_1}{dx} - a_1 \frac{db_1}{dx}) \quad (K 5.2.1)$$

i_{oam}

α_o -szerinti derivált: $da_1/d\alpha_o$ és $db_1/d\alpha_o$ deriváltakat $\Omega_1=1$ és $\Omega_1 \neq 1$ esetekre kell meghatározni és mind a kétszer el kell végezni a számítást először arra az esetre, amelyikben "0" és "1" vezetési állapotok váltakoznak, másodszor arra az esetre, amelyben "1" és "2" vezetési állapotok váltakoznak.

$\Omega_1=1$. "0" és "1" vezetési állapotok váltakozásakor (K 5.1.10)- és (K 5.1.11)-ből

$$\frac{\pi}{2} \frac{da_1}{d\alpha_o} = -A'_{11} \cdot G_1 - \frac{V_{oim}}{8} G_2 \quad (K 5.2.2)$$

$$\frac{\pi}{2} \frac{db_1}{d\alpha_o} = -B'_{11} \cdot G_1 - \frac{V_{oim}}{8} G_3 \quad (K 5.2.3)$$

ahol

$$G_1 = 0.5 V_{oim} \cos \alpha_o + \frac{dv_{cb}(o)}{d\alpha_o}$$

$$G_2 = \cos \alpha_o (\alpha_e \sin 2\alpha_e - \sin^2 \alpha_e + \alpha_e^2) - \sin \alpha_o (\frac{1}{2} \sin 2\alpha_e - \alpha_e \cos 2\alpha_e)$$

$$G_3 = \cos \alpha_o (\frac{1}{2} \sin 2\alpha_e - \alpha_e \cos 2\alpha_e) - \sin \alpha_o (-\alpha_e \sin 2\alpha_e + \sin^2 \alpha_e + \alpha_e^2)$$

"1" és "2" vezetési állapotok váltakozásakor (K 5.1.23)- és (K 5.1.24)-ből

$$\frac{\pi}{2} \frac{da_1}{d\alpha_o} = -A_{11} \cdot G_1 - \frac{V_{oim}}{8} G_2 \quad (K 5.2.4)$$

$$\frac{\pi}{2} \frac{db_1}{d\alpha_o} = - (2B_{11} + B_{14}) G_1 - \frac{V_{oim}}{8} G_3 \quad (K 5.2.5)$$

A fenti képletekben

$$\frac{dv_{cb}(o)}{d\alpha_o} = - \frac{dv_1}{d\alpha_o} - \frac{dv_{cm}}{d\alpha_o} \quad (K 5.2.6)$$

A jobb oldali két differenciálhányados megtalálható az (A 3.4.10) és az (A 3.4.11) képletekben. Ezeket a kifejezéseket azonban most még V_{oim} -mel meg kell szorozni.

$\Omega_1 \neq 1$. "0" és "1" vezetési állapotok váltakozásakor (K 5.1.31)- és (K 5.1.32)-ből

$$\frac{\pi}{2} \frac{da_1}{d\alpha_o} = V_{oim} D_2 \left[\left(\frac{\alpha_e}{2} + \frac{\sin 2\alpha_e}{4} - A'_{22} \right) \sin \alpha_o + \left(\frac{1}{2} \sin^2 \alpha_e - \right. \right. \\ \left. \left. - \Omega_1 A'_{23} \right) \cos \alpha_o \right] - A'_{23} \frac{dv_{cb}(o)}{d\alpha_o} \quad (K 5.2.7)$$

$$\frac{\pi}{2} \frac{db_1}{d\alpha_o} = V_{oim} D_2 \left[\left(\frac{1}{2} \sin^2 \alpha_e - B'_{22} \right) \sin \alpha_o + \left(\frac{\alpha_e}{2} - \frac{1}{4} \sin 2\alpha_e - \right. \right. \\ \left. \left. - \Omega_1 B'_{23} \right) \cos \alpha_o \right] - B'_{23} \frac{dv_{cb}(o)}{d\alpha_o} \quad (K 5.2.8)$$

"1" és "2" vezetési állapotok váltakozásakor (K 5.1.48)- és (K 5.1.49)-ből

$$\frac{\pi}{2} \frac{da_1}{d\alpha_o} = V_{oim} D_2 \left[\left(\frac{1}{2} \alpha_e + \frac{1}{4} \sin 2\alpha_e - A_{25} \right) \sin \alpha_o + \left(\frac{1}{2} \sin^2 \alpha_e - \right. \right. \\ \left. \left. - \Omega_1 A_{26} \right) \cos \alpha_o \right] + A_{22} \frac{dF_1}{d\alpha_o} + A_{23} \frac{dF_2}{d\alpha_o} + A_{26} \frac{dv_{cb}(o)}{d\alpha_o} \quad (K 5.2.9)$$

$$\frac{\pi}{2} \frac{db_1}{d\alpha_0} = v_{oim} D_2 \left[\left(\frac{1}{2} \sin^2 \alpha_e - B_{25} \right) \sin \alpha_0 + \left(\frac{\alpha_e}{2} - \frac{1}{4} \sin 2\alpha_e - \right. \right. \\ \left. \left. - \Omega_1 B_{26} \right) \cos \alpha_0 \right] + B_{22} \frac{dF_1}{d\alpha_0} + B_{23} \frac{dF_2}{d\alpha_0} - B_{26} \frac{dv_{cb}(o)}{d\alpha_0} \quad (K 5.2.10)$$

ahol

$$\frac{dF_1}{d\alpha_0} = v_{oim} D_2 \left[\Omega_1 \cos \alpha_0 \sin \Omega_1 \pi - (1 - \cos \Omega_1 \pi) \sin \alpha_0 \right] + \\ + \frac{dv_{cb}(o)}{d\alpha_0} \sin \Omega_1 \pi \quad (K 5.2.11)$$

$$\frac{dF_2}{d\alpha_0} = - v_{oim} D_2 \left[\sin \alpha_0 \sin \Omega_1 \pi + \Omega_1 (1 - \cos \Omega_1 \pi) \cos \alpha_0 \right] - \\ - \frac{dv_{cb}(o)}{d\alpha_0} (1 - \cos \Omega_1 \pi) \quad (K 5.2.12)$$

A $(dv_{cb}(o)/d\alpha_0)$ -ban szereplő két derivált (A 3.0.5 a)- és (A 3.0.6 a)-ból

$$\frac{dv_{cm}}{d\alpha_0} = \frac{v_{oim} D_2}{2} \left\{ \left[\sin \alpha_0 \cos \Omega_1 \alpha_e - \sin(\alpha_0 + \alpha_e) \right] \operatorname{tg} \frac{\Omega_1 \alpha_e}{2} + \right. \\ \left. + \Omega_1 \cos \alpha_0 - \Omega_1 \cos(\alpha_0 + \alpha_e) - \sin \alpha_0 \sin \Omega_1 \alpha_e \right\} \quad (K 5.2.13)$$

$$\frac{dv_i}{d\alpha_0} = \frac{v_{oim} D_2}{2} \left\{ \left[\sin \alpha_0 \cos \Omega_1 \alpha_e - \sin(\alpha_0 + \alpha_e) \right] \operatorname{cotg} \frac{\Omega_1 \alpha_e}{2} + \right. \\ \left. + \Omega_1 \cos \alpha_0 + \Omega_1 \cos(\alpha_0 + \alpha_e) + \sin \alpha_0 \sin \Omega_1 \alpha_e \right\} \quad (K 5.2.14)$$

α_e -szerinti derivált: A képleteket már csak $\Omega_1 \neq 1$ esetre adjuk meg ($\Omega=1$). A "0" és "1" vezetési állapotok váltakozásakor (K 5.1.31)- és (K 5.1.32)-ből

$$\frac{\pi}{2} \frac{da_1}{d\alpha_e} = - \frac{dv_{cb}(o)}{d\alpha_e} A'_{23} \quad (K 5.2.15)$$

$$\frac{\pi}{2} \frac{db_1}{d\alpha_e} = - \frac{dv_{cb}(o)}{d\alpha_e} B'_{23} \quad (K 5.2.16)$$

A jobb oldali deriváltat (A 3.0.11 a) és (A 3.0.12 a) alatt már meghatároztuk. (Az ottani kifejezéseket még v_{oim} -mel meg kell szorozni!)

"1" és "2" vezetési állapotok váltakozásakor (K 5.1.48)-ból

$$\frac{\pi}{2} \frac{da_1}{d\alpha_e} = - 2v_{oim} D_2 \frac{dA_{21}}{d\alpha_e} + A_{22} \frac{dF_1}{d\alpha_e} + F_1 \frac{dA_{22}}{d\alpha_e} + A_{23} \frac{dF_2}{d\alpha_e} + \\ + F_2 \frac{dA_{23}}{d\alpha_e} - v_{oim} D_2 \frac{dA_{24}}{d\alpha_e} + (v_{oim} D_2 \cos \alpha_0) \frac{dA_{25}}{d\alpha_e} -$$

$$- A_{26} \frac{dv_{cb}(o)}{d\alpha_e} - \left[v_{oim} \Omega_1 D_2 \sin\alpha_o + v_{cb}(o) \right] \frac{dA_{26}}{d\alpha_e} \quad (K 5.2.17)$$

ahol

$$\frac{dF_1}{d\alpha_e} = (\sin\Omega_1 \pi) \frac{dv_{cb}(o)}{d\alpha_e}; \quad \frac{dF_2}{d\alpha_e} = - (1 - \cos\Omega_1 \pi) \frac{dv_{cb}(o)}{d\alpha_e}$$

$$\frac{dA_{21}}{d\alpha_e} = \left(\frac{1}{2} + \frac{\cos 2\alpha_e}{2} \right) \cos\alpha_o - \frac{1}{2} \sin\alpha_o \sin 2\alpha_e$$

$$\frac{dA_{22}}{d\alpha_e} = \frac{1}{2} \cos(\Omega_1 - 1)(\alpha_e - \pi) + \frac{1}{2} \cos(\Omega_1 + 1)(\alpha_e - \pi)$$

$$\frac{dA_{23}}{d\alpha_e} = \frac{1}{2} \sin(\Omega_1 + 1)(\alpha_e - \pi) + \frac{1}{2} \sin(\Omega_1 - 1)(\alpha_e - \pi)$$

$$\frac{dA_{24}}{d\alpha_e} = - \cos\alpha_o \cos^2\alpha_e + \frac{1}{2} \sin\alpha_o \sin 2\alpha_e$$

$$\frac{dA_{25}}{d\alpha_e} = - \frac{1}{2} \cos(\Omega_1 - 1)(\alpha_e - \pi) - \frac{1}{2} \cos(\Omega_1 + 1)(\alpha_e - \pi)$$

$$\frac{dA_{26}}{d\alpha_e} = - \frac{1}{2} \sin(\Omega_1 + 1)(\alpha_e - \pi) - \frac{1}{2} \sin(\Omega_1 - 1)(\alpha_e - \pi)$$

A $db_1/d\alpha_e$ derivált alakja megegyezik a $da_1/d\alpha_e$ deriváltéval, azzal a különbséggel, hogy az A együtthatók helyébe a megfelelő B együttható kerül és

$$\frac{dB_{21}}{d\alpha_e} = \frac{1}{2} \cos\alpha_o \sin 2\alpha_e - \sin\alpha_o \sin^2\alpha_e$$

$$\frac{dB_{22}}{d\alpha_e} = \frac{1}{2} \sin(1 + \Omega_1)(\alpha_e - \pi) + \frac{1}{2} \sin(1 - \Omega_1)(\alpha_e - \pi)$$

$$\frac{dB_{23}}{d\alpha_e} = \frac{1}{2} \cos(\Omega_1 - 1)(\alpha_e - \pi) - \frac{1}{2} \cos(\Omega_1 + 1)(\alpha_e - \pi)$$

$$\frac{dB_{24}}{d\alpha_e} = - \frac{1}{2} \cos\alpha_o \sin 2\alpha_e + \sin\alpha_o \sin^2\alpha_e$$

$$\frac{dB_{25}}{d\alpha_e} = - \frac{1}{2} \sin(1 + \Omega_1)(\alpha_e - \pi) - \frac{1}{2} \sin(1 - \Omega_1)(\alpha_e - \pi)$$

$$\frac{dB_{26}}{d\alpha_e} = - \frac{1}{2} \cos(\Omega_1 - 1)(\alpha_e - \pi) + \frac{1}{2} \cos(\Omega_1 + 1)(\alpha_e - \pi)$$

ω szerinti derivált: Ismét csak az $\Omega_1 \neq 1$ esetre szorítkozunk ($\Omega=1$). A "0" és "1" vezetési állapotok váltakozásakor (K 5.1.31)-ből

$$\begin{aligned} \frac{\pi}{2} \frac{da_1}{d\omega} = & (-V_{oim} A'_{21} + V_{oim} A'_{22} \cos \alpha_o) \frac{dD_2}{d\omega} + V_{oim} D_2 \cos \alpha_o \frac{dA'_{22}}{d\omega} - \\ & - [V_{oim} \sin \alpha_o \frac{dD_2/\omega}{d\omega} + \frac{dv_{cb}(o)}{d\omega}] A'_{23} - [V_{oim} D_2 \Omega_1 \sin \alpha_o + \\ & + v_{cb}(o)] \frac{dA'_{23}}{d\omega} \end{aligned} \quad (K 5.2.19)$$

ahol

$$\frac{dD_2}{d\omega} = \frac{1+\omega^2}{(1-\omega^2)^2}; \quad \frac{dD_2/\omega}{d\omega} = \frac{2\omega}{(1-\omega^2)^2}$$

$$\frac{dA'_{22}}{d\omega} = \frac{dS_n}{d\omega} + \frac{dS_p}{d\omega}; \quad \frac{dA'_{23}}{d\omega} = \frac{dC_n}{d\omega} + \frac{dC_p}{d\omega}$$

$$\frac{dS_n}{d\omega} = \frac{d}{d\omega} \frac{\sin \frac{1-\omega}{\omega} \alpha_e}{2 \frac{1-\omega}{\omega}} = \frac{1}{2(1-\omega)^2} \left[\alpha_e \frac{\omega-1}{\omega} \cos \frac{1-\omega}{\omega} \alpha_e + \sin \frac{1-\omega}{\omega} \alpha_e \right]$$

$$\frac{dS_p}{d\omega} = \frac{d}{d\omega} \frac{\sin \frac{1+\omega}{\omega} \alpha_e}{2 \frac{1+\omega}{\omega}} = \frac{1}{2(1+\omega)^2} \left[-\alpha_e \frac{\omega+1}{\omega} \cos \frac{1+\omega}{\omega} \alpha_e + \sin \frac{1+\omega}{\omega} \alpha_e \right]$$

$$\frac{dC_n}{d\omega} = \frac{d}{d\omega} \frac{1 - \cos \frac{1-\omega}{\omega} \alpha_e}{2 \frac{1-\omega}{\omega}} = \frac{1}{2(1-\omega)^2} \left[-\alpha_e \frac{1-\omega}{\omega} \sin \frac{1-\omega}{\omega} \alpha_e + 1 - \cos \frac{1-\omega}{\omega} \alpha_e \right]$$

$$\frac{dC_p}{d\omega} = \frac{d}{d\omega} \frac{1 - \cos \frac{1+\omega}{\omega} \alpha_e}{2 \frac{1+\omega}{\omega}} = \frac{1}{2(1+\omega)^2} \left[-\alpha_e \frac{1+\omega}{\omega} \sin \frac{1+\omega}{\omega} \alpha_e + 1 - \cos \frac{1+\omega}{\omega} \alpha_e \right]$$

$$\begin{aligned} \frac{dv_1}{d\omega} = & \frac{v_1}{D_2} \frac{dD_2}{d\omega} + \Omega_1^2 \frac{V_{oim} D_2}{2} \left\{ \left[\cos(\alpha_o + \alpha_e) - \cos \alpha_o \cos \Omega_1 \alpha_e \right] \frac{\alpha_e}{2} \frac{1}{\sin^2 \Omega_1 \alpha_e / 2} - \right. \\ & \left. - \alpha_e \cos \alpha_o \sin \Omega_1 \alpha_e \cotg \frac{\Omega_1 \alpha_e}{2} - \sin \alpha_o - \sin(\alpha_o + \alpha_e) + \alpha_e \cos \alpha_o \cos \Omega_1 \alpha_e \right\} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{dv_{cm}}{d\omega} = & \frac{v_{cm}}{D_2} \frac{dD_2}{d\omega} + \Omega_1^2 \frac{V_{oim} D_2}{2} \left\{ \left[\cos \alpha_o \cos \Omega_1 \alpha_e - \cos(\alpha_o + \alpha_e) \right] \frac{\alpha_e}{2} \frac{1}{\cos^2 \frac{\Omega_1 \alpha_e}{2}} - \right. \\ & \left. - \alpha_e \cos \alpha_o \sin \Omega_1 \alpha_e \tg \frac{\Omega_1 \alpha_e}{2} - \sin \alpha_o + \sin(\alpha_o + \alpha_e) - \alpha_e \cos \alpha_o \cos \Omega_1 \alpha_e \right\} \end{aligned}$$

$db_1/d\omega$ derivált alakja ugyanaz, mint $da_1/d\omega$ -é azzal a különbséggel, hogy (K 5.2.19) képletbe az A' konstansok helyére a megfelelő B' állandók lépnek és

$$\frac{dB'_{22}}{d\omega} = \frac{dC_p}{d\omega} - \frac{dC_n}{d\omega}; \quad \frac{dB'_{23}}{d\omega} = \frac{dS_n}{d\omega} - \frac{dS_p}{d\omega}$$

Az "1" és "2" vezetési állapotok váltakozásakor (K 5.1.48)-ból

$$\begin{aligned} \frac{\pi}{2} \frac{da_1}{d\omega} = & (-2V_{oim} A_{21} - V_{oim} A_{24} + A_{25} V_{oim} \cos \alpha_o) \frac{dD_2}{d\omega} + A_{22} \frac{dF_1}{d\omega} + F_1 \frac{dA_{22}}{d\omega} + \\ & + A_{23} \frac{dF_2}{d\omega} + F_2 \frac{dA_{23}}{d\omega} + (V_{oim} D_2 \cos \alpha_o) \frac{dA_{25}}{d\omega} - V_{oim} \sin \alpha_o \frac{dD_2/\omega}{d\omega} + \\ & + \frac{dv_{cb}(o)}{d\omega} A_{26} - [V_{oim} D_2 \sin \alpha_o + v_{cb}(o)] \frac{dA_{26}}{d\omega} \quad (K 5.2.18) \end{aligned}$$

ahol

$$\frac{dF_1}{d\omega} = (V_{oim} \cos \alpha_o) \left[\frac{dD_2}{d\omega} (1 - \cos \frac{\pi}{\omega}) - D_2 \frac{\pi}{\omega^2} \sin \frac{\pi}{\omega} \right] + G_4 \sin \frac{\pi}{\omega} - G_5 \cos \frac{\pi}{\omega}$$

$$\frac{dF_2}{d\omega} = (V_{oim} \cos \alpha_o) \left[\frac{dD_2}{d\omega} \sin \frac{\pi}{\omega} - D_2 \frac{\pi}{\omega^2} \cos \frac{\pi}{\omega} \right] - G_4 (1 - \cos \frac{\pi}{\omega}) + G_5 \sin \frac{\pi}{\omega}$$

$$G_4 = \frac{dD_2/\omega}{d\omega} V_{oim} \sin \alpha_o + \frac{dv_{cb}(o)}{d\omega}$$

$$G_5 = \frac{\pi}{\omega^2} [V_{oim} D_2 \sin \alpha_o + v_{cb}(o)]$$

$$\frac{dA_{22}}{d\omega} = \frac{dS_n(\alpha_e - \pi)}{d\omega} + \frac{dS_p(\alpha_e - \pi)}{d\omega}$$

$$\frac{dA_{23}}{d\omega} = \frac{dC_p(\alpha_e - \pi)}{d\omega} + \frac{dC_n(\alpha_e - \pi)}{d\omega}$$

$$\frac{dA_{25}}{d\omega} = \frac{dS_n(\pi)}{d\omega} + \frac{dS_p(\pi)}{d\omega} - \frac{dA_{22}}{d\omega}$$

$$\frac{dA_{26}}{d\omega} = \frac{dC_p(\pi)}{d\omega} + \frac{dC_n(\pi)}{d\omega} - \frac{dA_{23}}{d\omega}$$

A $db_1/d\omega$ alakja most is megegyezik $da_1/d\omega$ alakjával azzal az eltéréssel, hogy az A állandók helyére a megfelelő B állandók lépnek és

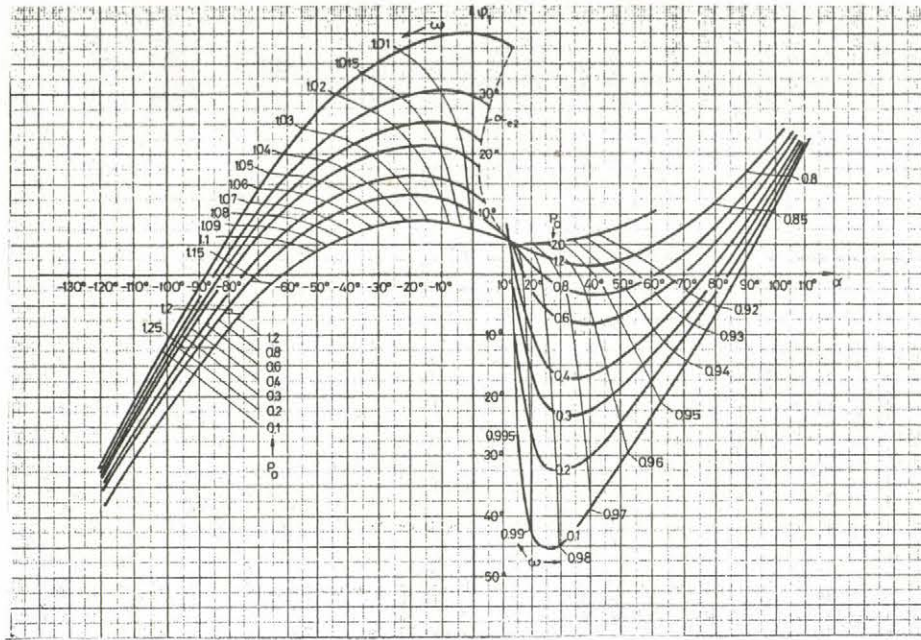
$$\frac{dB_{22}}{d\omega} = \frac{dC_p(\alpha_e - \pi)}{d\omega} - \frac{dC_n(\alpha_e - \pi)}{d\omega}$$

$$\frac{dB_{25}}{d\omega} = \frac{dC_p(\pi)}{d\omega} - \frac{dC_n(\pi)}{d\omega} - \frac{dB_{22}}{d\omega}$$

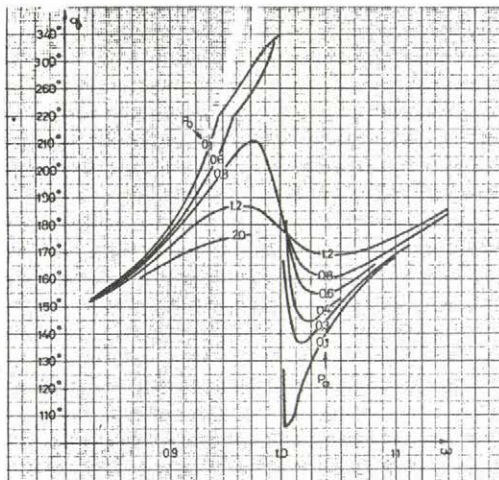
$$\frac{dB_{23}}{d\omega} = \frac{dS_n(\alpha_e - \pi)}{d\omega} - \frac{dS_p(\alpha_e - \pi)}{d\omega}$$

$$\frac{dB_{26}}{d\omega} = \frac{dS_n(\pi)}{d\omega} - \frac{dS_p(\pi)}{d\omega} - \frac{dB_{23}}{d\omega}$$

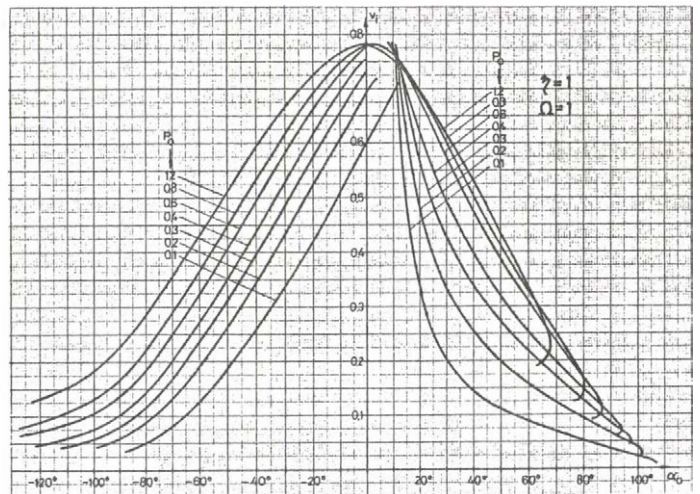
A V_{oim} -szerinti derivált értéke kézenfekvő, mivel a_1 és b_1 kifejezéséből V_{oim} kiemelhető [ld. (K 5.1.31), (K 5.1.32) és (K 5.1.48), (K 5.1.49) kifejezéseket].



K 5.4.1 ábra
Állandó P_0 és ω görbék a $\varphi_1 \sim \alpha$ síkon



K 5.4.2 ábra
Állandó P_0 görbék az $\alpha_e \sim \omega$ síkon



K 5.4.3 ábra
A $v_i = (\pi/4) V_{om} \cos \beta$ egyenletből és az
M 5.4.3 és M 5.4.4 ábrákból felépített
 $v_i(\alpha_0, P_0)$ függvénykapcsolat

K 6.7.1 táblázat. $\beta = 0^\circ$

j	$-v_{Te}$ max	$-v_{Te}$ min	$-v_{Ts}$	h	h max	h min	j	ℓ	m
12*	$v_{Te} = 0.25$		0.331	1.36	36		1	1	2
23	0.919		0.605	4.39		1.03	4		
150	$-v_{Te} = -0.12$		0.252	2.36	h = 2.36		150		
3		0.301	0.224	22.4	39.6		1	5	2
146	4.73		3.869	8.16		6.75	12		
150	$-v_{Te} = 4.54$		3.704	7.97	h = 7.97		150		
3		0.231	0.150	13.9	36		1	1	4
20	1.48		1.095	4.54		2.75	28		
150	$-v_{Te} = 0.652$		0.379	3.52	h = 3.52		150		
3		0.301	0.217	21.4	37.9		1	3	4
108	4.78		3.861	7.85		7.43	78		
150	$-v_{Te} = 4.46$		3.569	7.67	h = 7.67		150		
3		0.335	0.249	28.4	39.6		1	5	4
143	7.84		6.451	10.55		10.33	113		
150	$-v_{Te} = 7.61$		6.221	10.44	h = 10.44		150		
3		0.253	0.162	15.3	36		1	1	6
42	1.96		1.488	5.03		4.01			
150	$-v_{Te} = 1.52$		1.119	4.39	h = 4.39		150		
3		0.327	0.233	25.1	37.9		1	3	6
149	6.63		5.398	9.4		9.14	113		
150	$-v_{Te} = 6.57$		5.348	9.31	h = 9.31		150		

* v_{Te} először válik pozitívvá

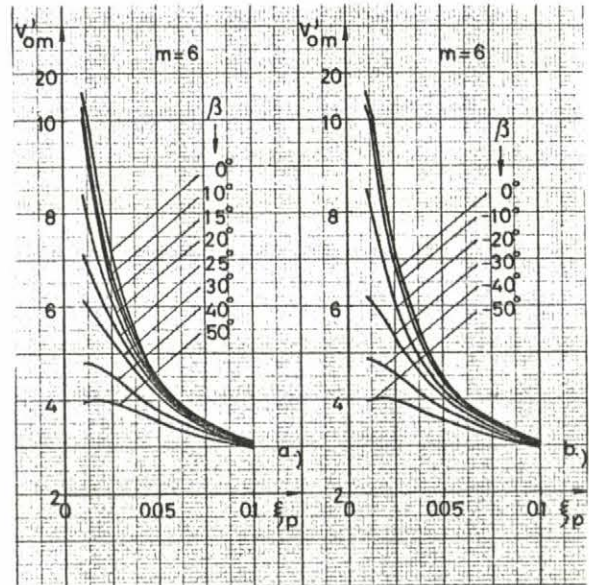
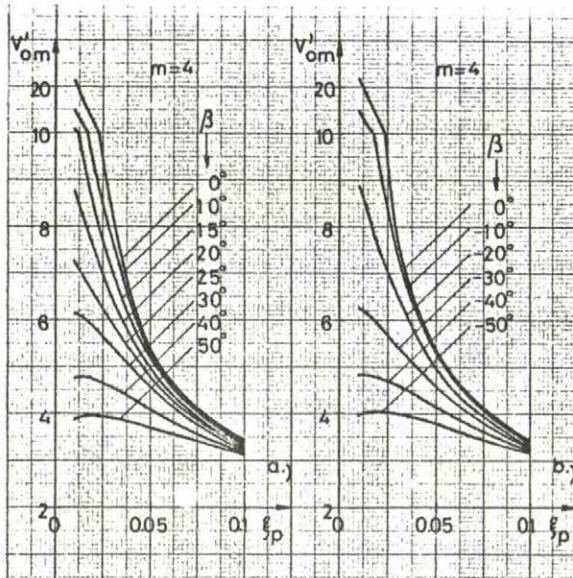
K 6.7.1 táblázat folytatása

3		0.355	0.259	32.6	39.6		1	5	6
149	10.1		8.303	12		11.8	141		
150	$-v_{Te} = 10.1$		8.313	12	$h = 11.97$		150		

K 6.7.2 táblázat $\beta = 25^\circ$

j	$-v_{Te}$ max	$-v_{Te}$ min	$-v_{Ts}$	h	h max	h min	j	ℓ	m
3		0.239	0.163	14.6	36.2		1	1	2
149	8.17		6.811	10.7		6.64	9		
150	$-v_{Te} = 7.8$		6.483	10.5	$h = 10.5$		150		
3		0.312	0.234	24.4	39.6		1	5	2
149	6.23		5.142	9.56		7.85	12		
150	$-v_{Te} = 6.10$		5.041	9.44	$h = 9.44$		150		
3		0.257	0.175	15.96	36		1	1	4
149	6.32		5.166	8.73		7.58	9		
150	$-v_{Te} = 5.99$		4.870	8.52	$h = 8.52$		150		
3		0.312	0.228	23.2	37.9		1	3	4
146	6.34		5.18	9.06		8.79	97		
150	$-v_{Te} = 6.13$		4.992	8.87	$h = 8.87$		150		
3		0.339	0.254	29.6	39.6		1	5	4
146	8.58		7.074	11.1		10.86	97		
150	$-v_{Te} = 8.44$		6.944	10.9	$h = 10.88$		150		
3		0.275	0.183	17.4	36		1	1	6
139	5.51		4.440	8.14		7.79	75		
150	$-v_{Te} = 5.24$		4.220	8.06	$h = 8.06$		150		
3		0.333	0.239	26.5	37.9		0	3	6
140	7.62		6.230	9.99		9.86	116		
150	$-v_{Te} = 7.54$		6.152	10.1	$h = 10.1$		150		

3		0.357	0.262	33.3	39.6		1		
140	10.43		8.596	12.2		12		5	6
150	$-v_{Te} = 10.44$		8.586	12.3	$h = 12.296$		150		

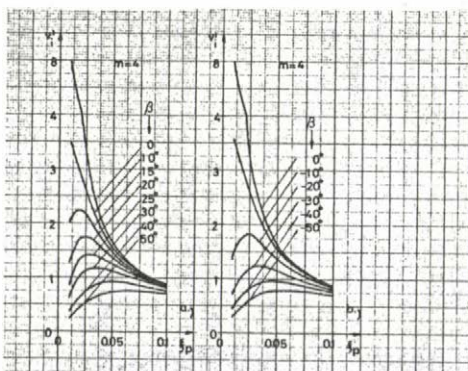


K 6.5.1 ábra

A $v'_{om}(\xi_p, \beta)$ függvény számított görbék

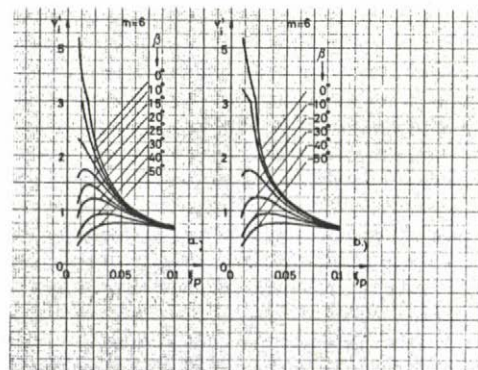
K 6.5.2 ábra

A $v'_{om}(\xi_p, \beta)$ függvény számított görbék



K 6.5.3 ábra

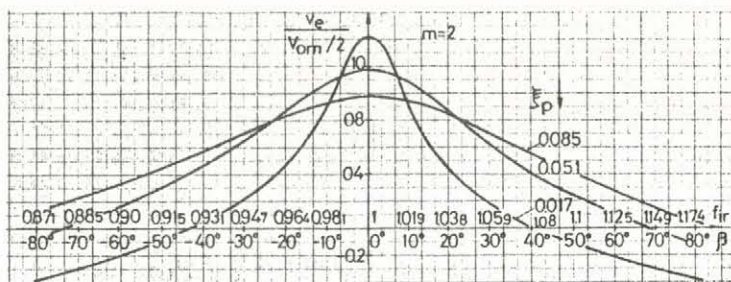
A $v'_i(\xi_p, \beta)$ függvény számított görbék



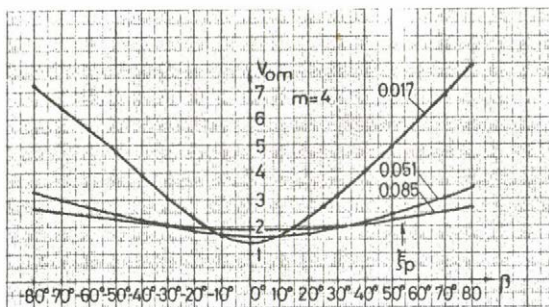
K 6.5.4 ábra

A $v'_i(\xi_p, \beta)$ függvény számított görbék

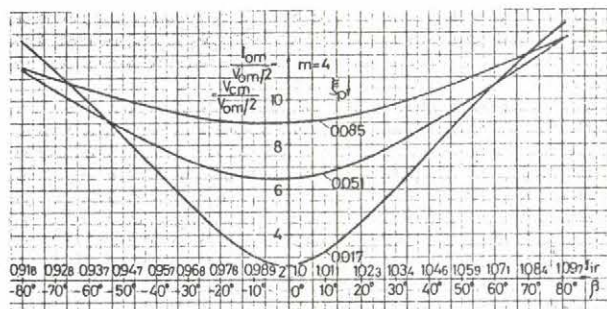
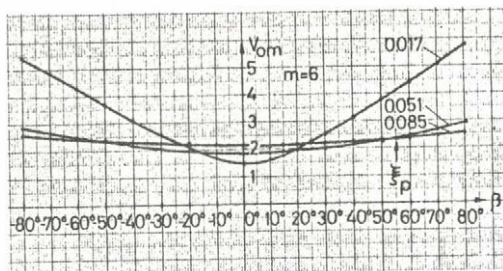
K 6.7.1 ábra
 $v_e / (V_{om}/2)$ állandósult értéke
 β függvényében



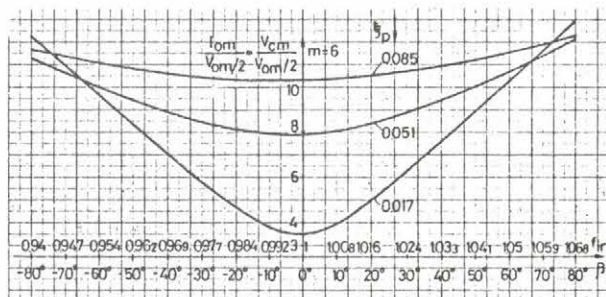
K 6.7.2 ábra
 V_{om} állandósult értéke β függvényében



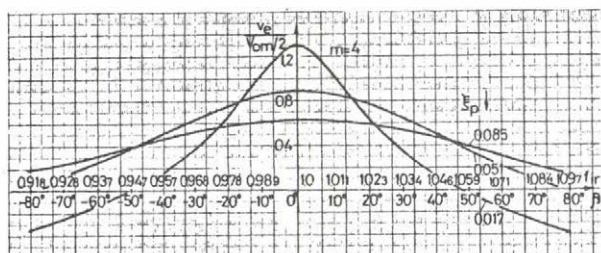
K 6.7.5 ábra
 V_{om} állandósult értéke β függvényében



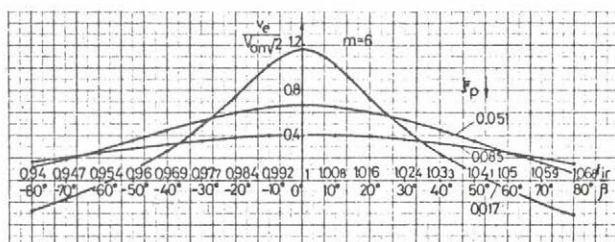
K 6.7.3 ábra
 $I_{om} / (V_{om}/2) = V_{cm} / (V_{om}/2)$
 állandósult értéke β függvényében



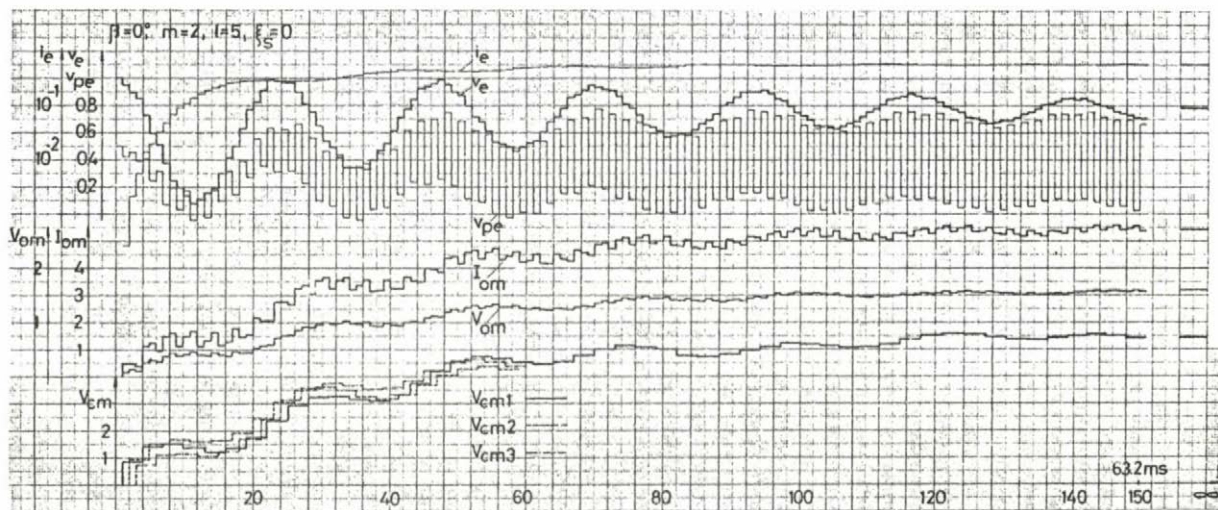
K 6.7.6 ábra
 $I_{om} / (V_{om}/2) = V_{cm} / (V_{om}/2)$
 állandósult értéke β függvényében

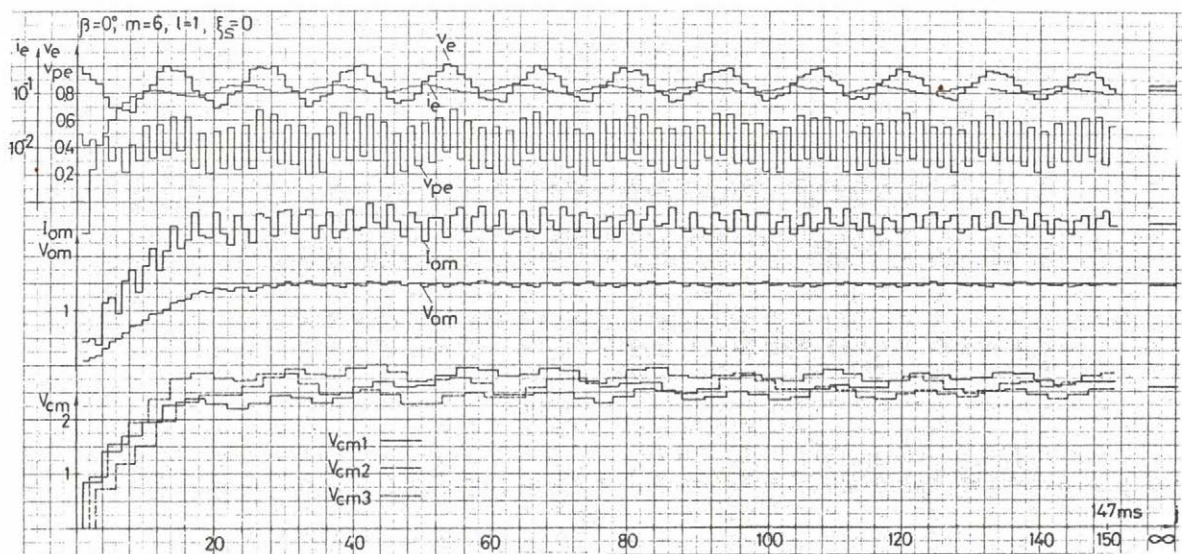
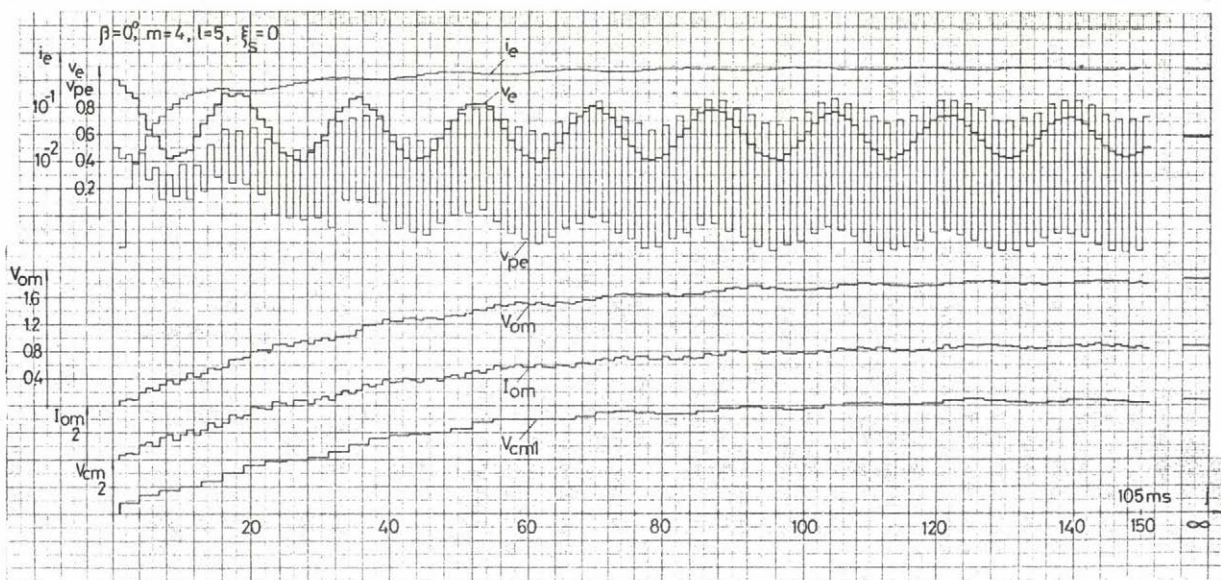
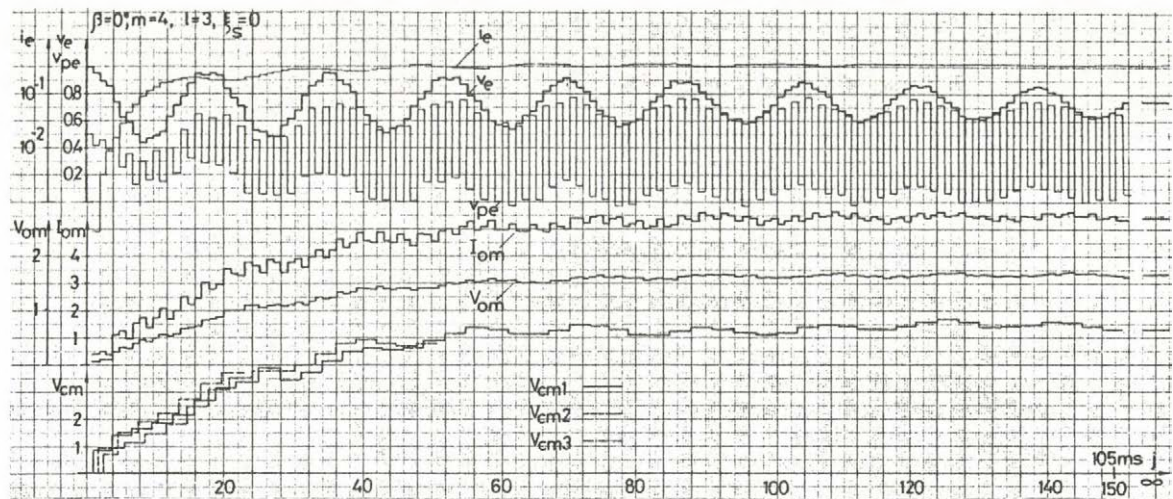


K 6.7.4 ábra
 $v_e / (V_{om}/2)$ állandósult értéke
 β függvényében



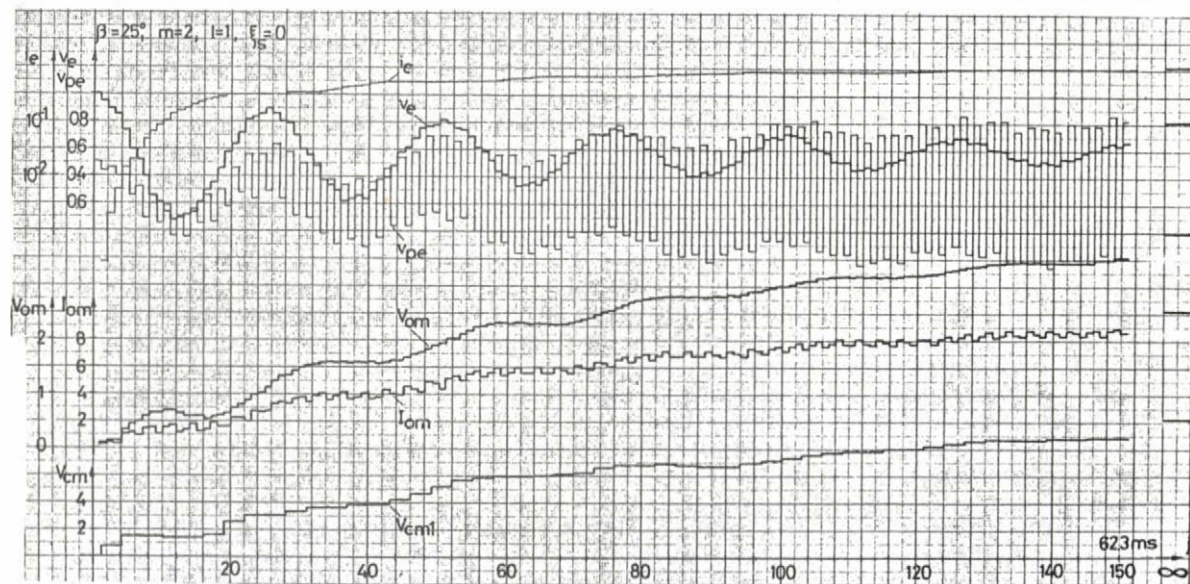
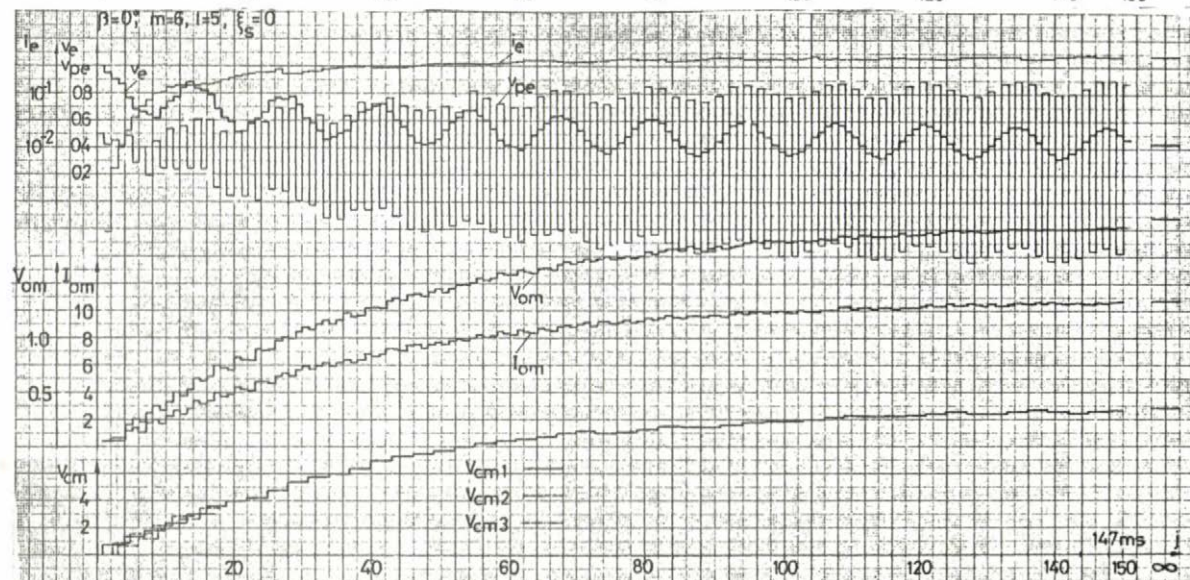
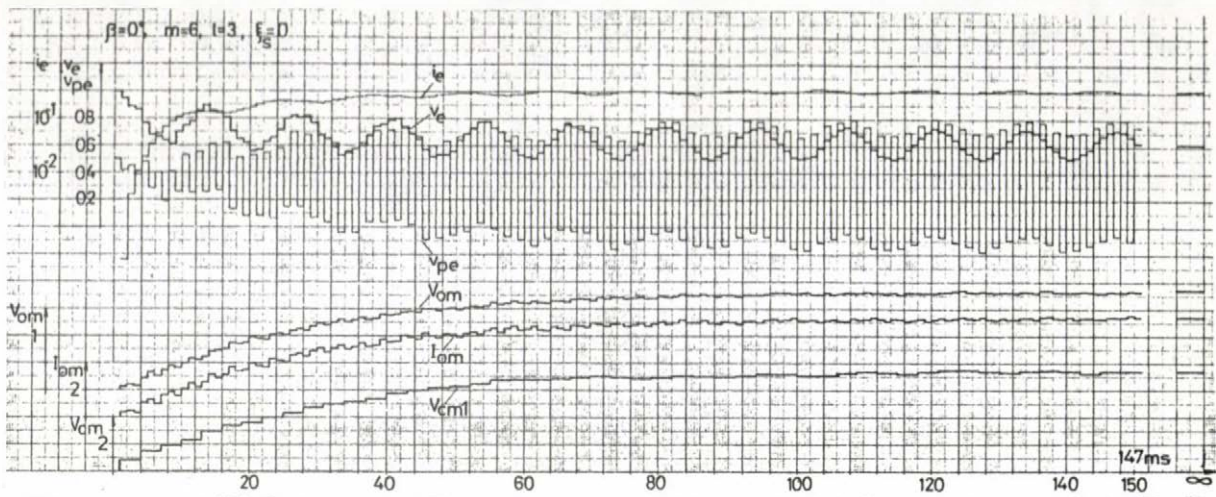
K 6.7.7 ábra
 $v_e / (V_{om}/2)$ állandósult értéke
 β függvényében





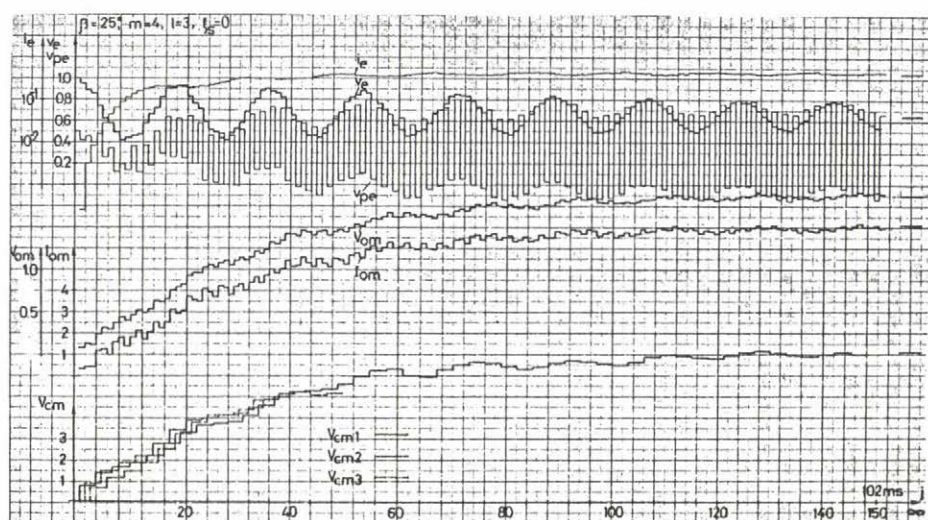
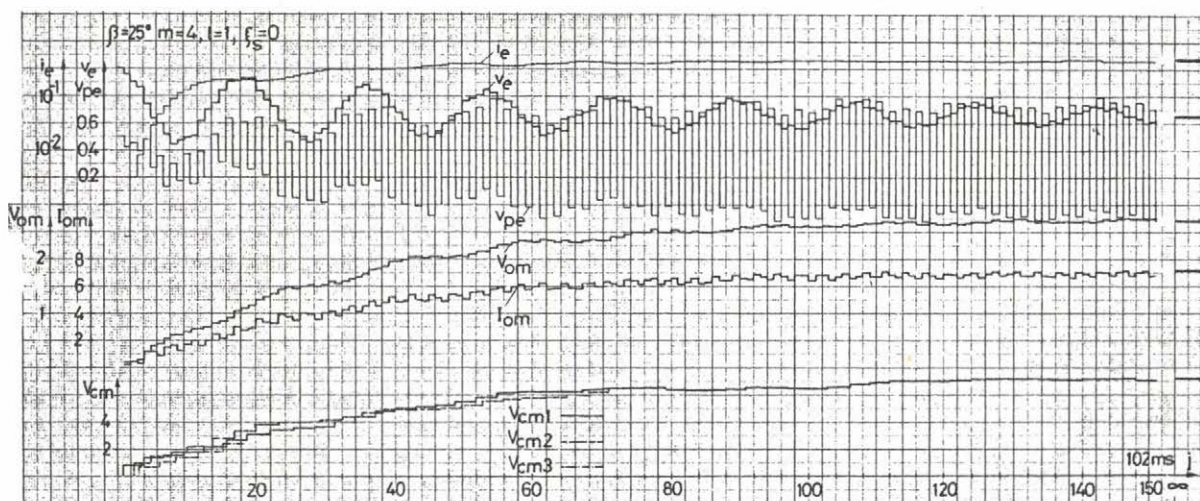
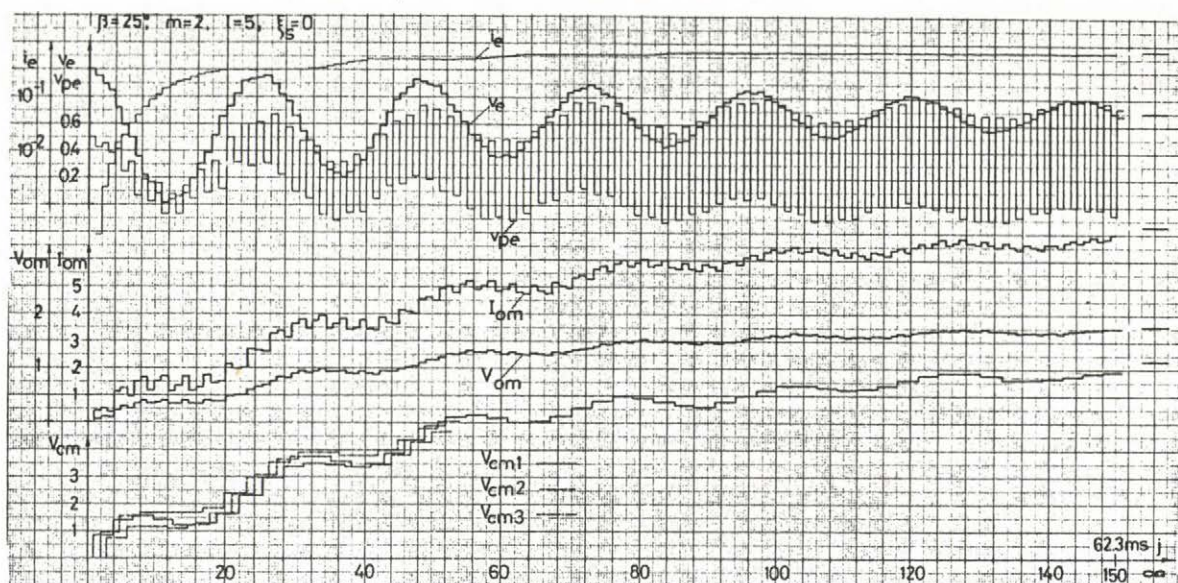
K 6.7.8 ábra

Az indulási tranziens folyamat időfüggvényei 16 különböző esetre (folytatás)



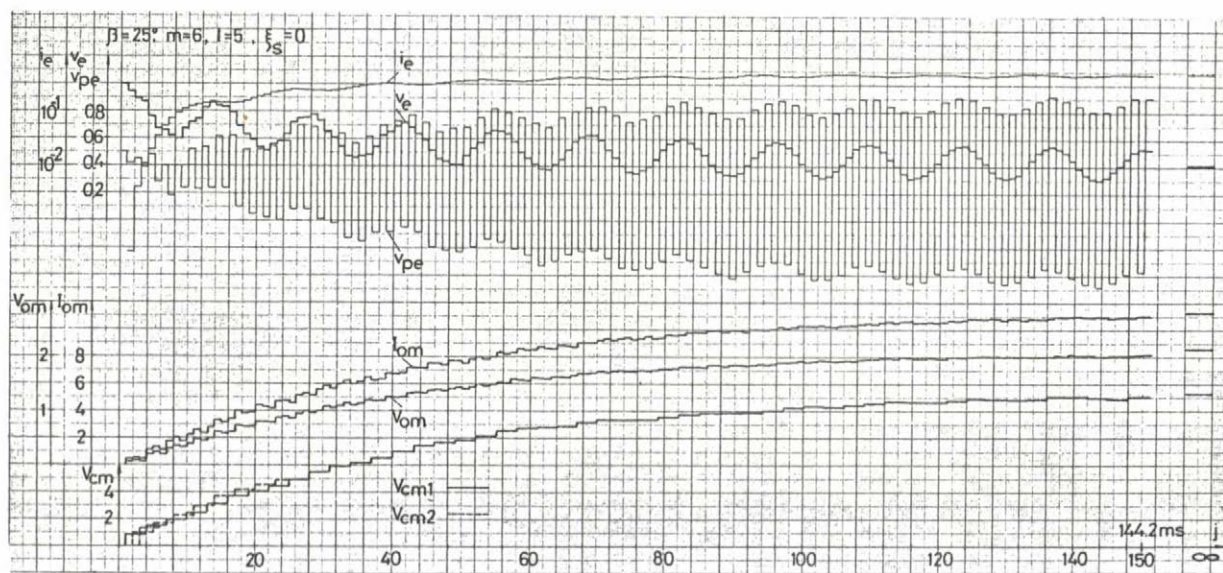
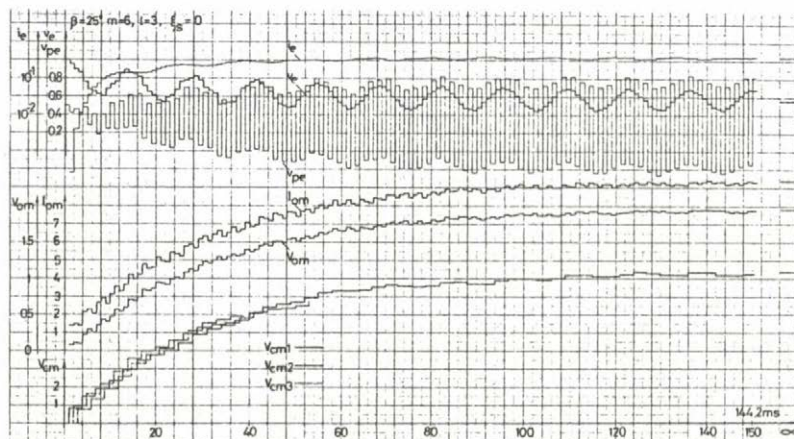
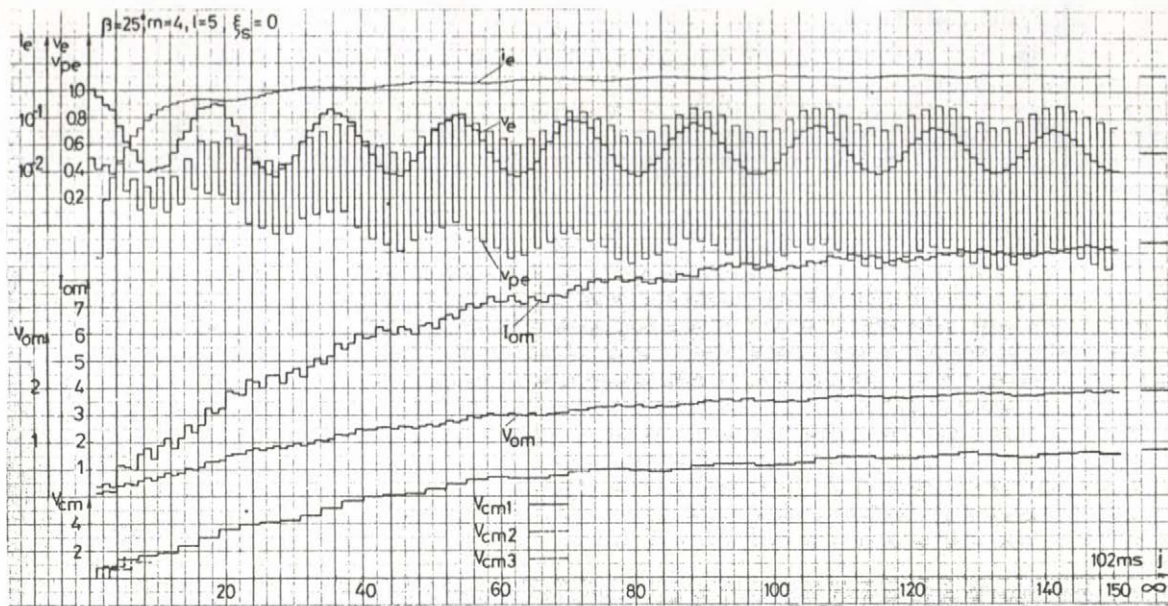
K 6.7.8 ábra

Az indulási tranziens folyamat időfüggvényei 16 különböző esetre (folytatás)



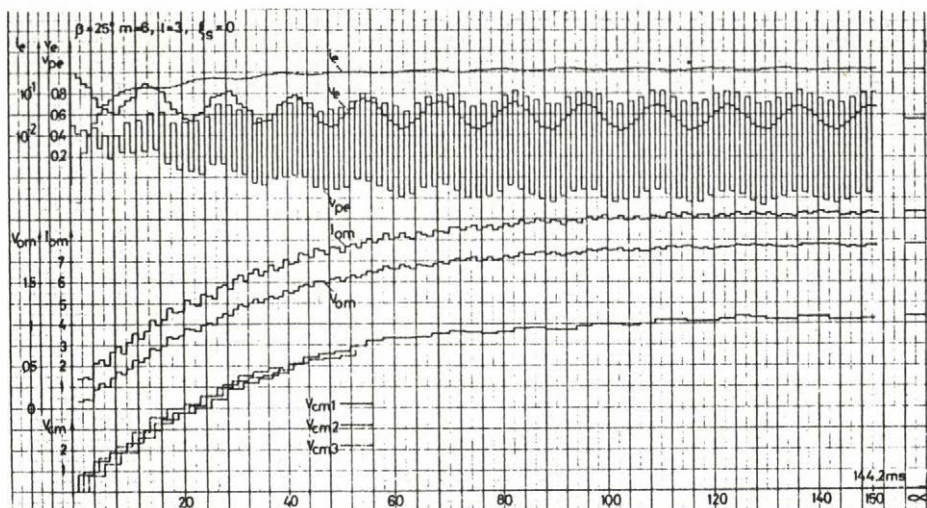
K 6.7.8 ábra

Az indulási tranziens folyamat időfüggvényei 16 különböző esetre (folytatás)



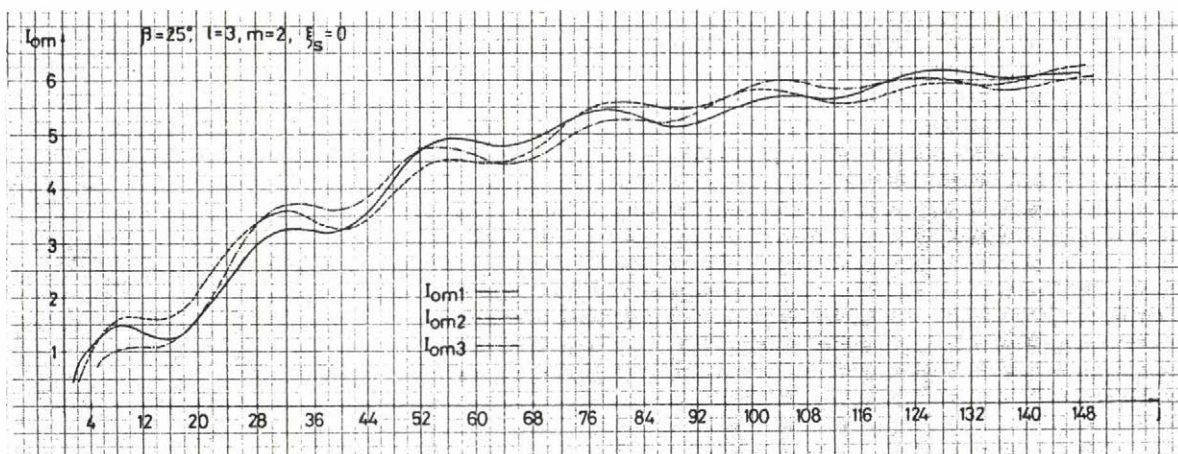
K 6.7.8 ábra

Az indulási tranzienst folyamat időfüggvényei 16 különböző esetre (folytatás)



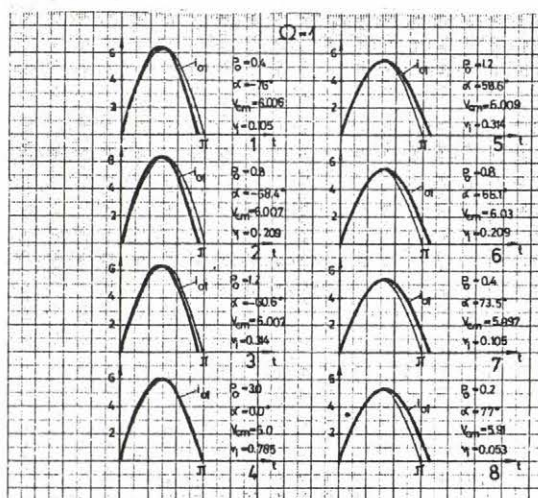
K 6.7.8 ábra

Az indulási tranziens folyamat időfüggvényei 16 különböző esetre (vége)



K 6.7.9 ábra

A három soros kondenzátor áram időbeli változása az indulási tranziens folyamat alatt



K 6.7.10 ábra

Számított kimenőáram időfüggvények ($V_{cm} \approx 6$)

K 7.1 $w_c(\gamma)$ és $w_n(\gamma)$ válaszmátrixok meghatározása, "0" és "1" állapotok váltakoznak

"1" állapot: w_c válaszmátrix meghatározása céljából írjuk fel az A_c mátrixot a sajátértékeivel és a sajátvektoraival hármasszorzat alakban:

$$A_c = T \Lambda T^{-1} \quad (K 7.1.1)$$

ahol T a jobb oldali, T^{-1} a bal oldali sajátvektorokból álló mátrix, Λ pedig a sajátértékekből képzett diagonál mátrix: $T = [\underline{u}_1 \ \underline{u}_2 \ \underline{u}_3 \ \underline{u}_4 \ \underline{u}_5]$,
 $\Lambda = \begin{bmatrix} \lambda_1 & & & & \\ & \lambda_2 & & & \\ & & \lambda_3 & & \\ & & & \lambda_4 & \\ & & & & \lambda_5 \end{bmatrix}$ és $T^{-1} = \begin{bmatrix} \underline{s}_1^T \\ \underline{s}_2^T \\ \vdots \\ \underline{s}_5^T \end{bmatrix}$ $\underline{u}_1 \dots \underline{u}_5$, ill. $\underline{s}_1^T \dots \underline{s}_5^T$ a jobb, ill. bal oldali sajátvektorok, $\lambda_1 \dots \lambda_5$ a sajátértékek. Az utóbbiakat a $\det(\lambda I - A_c)$ karakterisztikus determináns kifejtéséből adódó karakterisztikus egyenletből lehet megállapítani. A kifejtést az adott esetben célszerű az első oszlop szerint elvégezni. A végeredmény

$$\det(\lambda I - A_c) = \lambda [D_s D + \frac{c}{4} \Omega (\lambda^2 + D)] = \lambda D_c(\lambda) \quad (K 7.1.2)$$

ahol

$$D_s = \lambda^2 + 2\xi_s \Omega \lambda + \Omega^2 \quad (K 7.1.3)$$

$$D = \lambda^2 + 2\xi_p \lambda + 1 \quad (K 7.1.4)$$

(Könnyű belátni, hogy $D_c(\lambda)$ - állandó szorzóktól eltekintve - ugyanaz, mint a (7.2.4) alatt felírt kifejezés.) Az öt sajátérték közül az egyik zérus, a maradék négy pedig két konjugált komplex sajátértékpár:

$$\lambda_1 = 0 \quad (K 7.1.5)$$

$$\bar{\lambda}_2 = \lambda_{2v} + j\lambda_{2k}; \quad \bar{\lambda}_3 = \hat{\lambda}_2 \quad (K 7.1.6)$$

$$\bar{\lambda}_4 = \lambda_{4v} + j\lambda_{4k}; \quad \bar{\lambda}_5 = \hat{\lambda}_4 \quad (K 7.1.7)$$

ahol a v index a valós, a k index a képzetes részt jelöli. A jobb oldali sajátvektorokat az

$$(I\lambda_1 - A_c)\underline{u}_1 = 0 \quad (K 7.1.8)$$

homogén egyenletrendszer megoldásaként kapjuk. Esetünkben

$$\underline{u}_1 = \begin{bmatrix} 0 \\ -1/2 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}; \quad \underline{u}_k = \begin{bmatrix} \bar{\lambda}_k \\ \Omega/c \\ 1/2 \\ \bar{\lambda}_k^2/2D \\ \bar{\lambda}_k/2D \end{bmatrix} \quad (K 7.1.9)$$

ahol $k = 2, 3, 4, 5$. $\underline{u}_2 \dots \underline{u}_5$ sajátvektorok koordinátái általában komplex számok:

$$\left. \begin{aligned} \underline{u}_2 &= \underline{u}_{2v} + j \underline{u}_{2k} = \hat{\underline{u}}_3 \\ \underline{u}_4 &= \underline{u}_{4v} + j \underline{u}_{4k} = \hat{\underline{u}}_5 \end{aligned} \right\} \quad (\text{K } 7.1.10)$$

A digitális számítógépes algoritmus egyszerűbb, ha nem kell komplex aritmetikával dolgozni. Erre a (7.3.24)-es kifejezés esetén mód van, ha a \underline{T} mátrixot

$$\underline{T} = [\underline{u}_1 \quad \underline{u}_{2v} \quad -\underline{u}_{2k} \quad \underline{u}_{4v} \quad -\underline{u}_{4k}] \quad (\text{K } 7.1.11)$$

alakba, míg a $\underline{\Lambda}$ mátrixot

$$\underline{\Lambda} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \lambda_{2v} & -\lambda_{2k} & 0 & 0 \\ 0 & \lambda_{2k} & \lambda_{2v} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \lambda_{4v} & -\lambda_{4k} \\ 0 & 0 & 0 & \lambda_{4k} & \lambda_{4v} \end{bmatrix} \quad (\text{K } 7.1.12)$$

alakba írjuk át.

Szilveszter tétele értelmében az \underline{A}_c mátrix kanonikus felbontása

$$\underline{A}_c = \sum_{k=1}^5 \bar{\lambda}_k \underline{u}_k \underline{s}_k^T. \text{ A kifejezés jobb oldalán lévő összes mennyiség ismert.}$$

A $\underline{w}_c = e^{\underline{A}_c \tau}$ mátrixfüggvény

$$\underline{w}_c(\tau) = e^{\underline{A}_c \tau} = \sum_{k=1}^5 e^{\lambda_k \tau} \underline{u}_k \underline{s}_k^T \quad (\text{K } 7.1.13)$$

kanonikus alakban állítható elő.

"O" állapot: (7.3.6), (7.3.14) és (7.3.15) alapján "O" állapotban

$$\underline{A}_n = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ \Omega/c & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 1/2 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 1/2 & 0 & 0 & -2\xi_p & -1 \\ 0 & 0 & 0 & 1 & 0 \end{bmatrix} \quad (\text{K } 7.1.14)$$

A $\underline{w}_n(\tau) = e^{\underline{A}_n \tau}$ mátrixfüggvény meghatározása $\underline{w}_c(\tau)$ -nál is egyszerűbb. A $\underline{w}_n(\tau)$ mátrix elemeinek a többsége ugyanis minden számítás nélkül azonnal felírható a következő alakban

$$\underline{w}_n(\tau) = e^{\underline{A}_n \tau} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \left[e^{\underline{A}_{-2}\tau} \right] & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (\text{K } 7.1.15)$$

ahol

$$\underline{A}_2 = \begin{bmatrix} -2\xi_p & -1 \\ 1 & 0 \end{bmatrix} \quad (\text{K } 7.1.16)$$

az \underline{A}_n mátrix átlójának utolsó két elemére támaszkodó másodrendű, kvadratikus mátrix. A (K 7.1.15) mátrix $e^{\underline{A}_2 \tau}$ minor mátrixán kívüli elemek közül az első sor zérusait az $x_1(\tau) = 0$, a második, ill. harmadik sorban helyet foglaló \underline{e}_2^T , ill. \underline{e}_3^T egység vektort $x_2(\tau) = x_2(\tau_c)$, ill. $x_3(\tau) = x_3(\tau_c)$ értelmezi, míg az utolsó két sor első három zérus elemét az a körülmény magyarázza, hogy x_4 és x_5 függetlenek x_1 -, x_2 - és x_3 -tól.

Az $e^{\underline{A}_2 \tau}$ mátrixfüggvény meghatározása céljából állítsuk elő az \underline{A}_2 mátrixot kanonikus alakban.

A karakterisztikus determináns

$$\det(\lambda \underline{I}_2 - \underline{A}_2) = \begin{vmatrix} \lambda + 2\xi_p & 1 \\ -1 & \lambda \end{vmatrix} = \lambda^2 + 2\xi_p \lambda + 1 = 0 \quad (\text{K } 7.1.17)$$

ahonnan a sajátértékek

$$\bar{\lambda} = -\xi_p + j\omega_n \quad (\text{K } 7.1.18)$$

$$\hat{\lambda} = -\xi_p - j\omega_n \quad (\text{K } 7.1.19)$$

ahol $\omega_n = \sqrt{1 - \xi_p^2}$. A két sajátérték egymás konjugáltja. A két jobb oldali sajátvektor az $(\underline{I}_2 \bar{\lambda} - \underline{A}_2) \underline{u} = \underline{0}$ és $(\underline{I}_2 \hat{\lambda} - \underline{A}_2) \underline{\hat{u}} = \underline{0}$ egyenletből határozható meg. A jobb oldali sajátvektorok is egymás konjugáltjai és a baloldaliak is és így \underline{A}_2 kanonikus alakja.

$$\underline{A}_2 = \bar{\lambda} \underline{u} \underline{s}^T + \hat{\lambda} \underline{\hat{u}} \underline{\hat{s}}^T = \bar{\lambda} \underline{H} + \hat{\lambda} \underline{\hat{H}} \quad (\text{K } 7.1.20)$$

\underline{A}_2 felírható

$$\underline{A}_2 = \underline{T}_2 \underline{\Lambda}_2 \underline{T}_2^{-1} = \begin{bmatrix} \underline{u} & \underline{\hat{u}} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \bar{\lambda} & 0 \\ 0 & \hat{\lambda} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \underline{s}^T \\ \underline{\hat{s}}^T \end{bmatrix} \quad (\text{K } 7.1.21)$$

alakba ahonnan

$$\underline{T}_2 \underline{T}_2^{-1} = \underline{u} \underline{s}^T + \underline{\hat{u}} \underline{\hat{s}}^T = \underline{H} + \underline{\hat{H}} = \underline{I}_2 \quad (\text{K } 7.1.22)$$

Szorozzuk meg az utolsó egyenletet $-\hat{\lambda}$ -tal és adjuk hozzá ezt (K 7.1.20)-hoz.

A $\hat{\lambda} \underline{\hat{H}}$ tagok kiesnek. Fejezzük ki innen \underline{H} -t

$$\underline{H} = \frac{\underline{A}_2 - \hat{\lambda} \underline{I}_2}{\bar{\lambda} - \hat{\lambda}} = \frac{\underline{A}_2 + \xi_p \underline{I}_2 + j\omega_n \underline{I}_2}{2j\omega_n} \quad (\text{K } 7.1.23)$$

Az $e^{\underline{A}_2 \tau}$ mátrixfüggvény (7.3.47) alapján

$$e^{\underline{A}_2 \tau} = 2 \operatorname{Re}[\underline{H} e^{\lambda \tau}] \quad (\text{K } 7.1.24)$$

(K 7.1.20) szerint

$$e^{\lambda \tau} = e^{-\xi_p \tau} (\cos \omega_n \tau + j \sin \omega_n \tau) = r + jk$$

Az utolsó egyenletet és (K 7.1.23)-at (K 7.1.24)-be helyettesítve a végeredmény

$$e^{\underline{A}_2 \tau} = r \underline{I}_2 + \frac{k}{\omega_n} (\underline{A}_2 + \xi_p \underline{I}_2) \quad (\text{K } 7.1.25)$$

Ezzel a (K 7.1.15) alatti $\underline{w}_n(\tau)$ mátrix valamennyi eleme ismert. A $\underline{w}_n(\tau)$ mátrixfüggvény leszámaztatható a (7.2.9) alatt felírt \underline{y}_n válaszmátrixból is. Ebben az esetben át kell írni a (7.2.8) egyenletben az ismeretlen és a kezdeti feltétel vektort a (7.3.4) szerinti alakba és az \underline{y}_n mátrixot is. A számítás részleteinek a mellőzésével a végeredmény

$$e^{\underline{A}_n \tau} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & (2w_{33}-1)(2/z_p)w_{35} \\ 0 & 0 & 0 & z_p w_{53} & w_{55} \end{bmatrix} \quad (\text{K } 7.1.26)$$

Könnyű megmutatni a (7.2.9) egyenletek és a 7.2 Függelék alapján, hogy (K 7.1.25) és (K 7.1.26) azonosak.

K 7.2 Állapotegyenlet felírása a "2" vezetési állapotban

Irjuk fel először a P, majd az N indexű rezgőkör feszültségegyensúlyát kifejező egyenletet (7.4.1 ábra). A $2\xi_s/c$, ill. az $1/\Omega c$ mennyiséggel, mint ohmos ellenállással, ill. induktivitással számolhatunk, ha a $(z_p i_p)$ -t $(z_p i_N)$ -et "áram"-nak tekintjük és az időt relatív egységben mérjük. (Az idő relatív egysége $1/\omega_p$). Így

$$v_i = (2\xi_s/c) z_p i_p + \frac{z_p}{c\Omega} \frac{di_p}{dt} + v_{cp} + \frac{x_3 + x_4}{2} \quad (\text{K } 7.2.1)$$

$$-v_i = (2\xi_s/c) z_p i_N + \frac{z_p}{c\Omega} \frac{di_N}{dt} + v_{cN} + \frac{x_3 + x_4}{2} + v_T \quad (\text{K } 7.2.2)$$

hiszen $(2\xi_s/c) z_p = R_s$; $z_p/(c\Omega\omega_p) = L_s$

A v_T tirisztorfeszültséget azért irtuk a második egyenlethez, mert azt kívánjuk, hogy az összefüggéseink az "1" vezetési állapotban is érvényesek maradjanak. A "2" állapotban $v_T=0$. Az (1/2)-del szorzott (K 7.2.1) és (K 7.2.2) egyenletet először összeadva, majd kivonva

$$\frac{dx_1}{dt} = -2\xi_s \Omega x_1 - c\Omega x_2 - \frac{c\Omega}{2} x_3 - \frac{c\Omega}{2} x_4 - \frac{c\Omega}{2} v_T \quad (K 7.2.3)$$

$$\frac{dx_6}{dt} = -2\xi_s \Omega x_6 - c\Omega x_7 + c\Omega v_1 + \frac{c\Omega}{2} v_T \quad (K 7.2.4)$$

A soros kondenzátorok feszültségegyenlete

$$Z_P i_P = (c/\Omega) \frac{dv_{CP}}{dt} \quad (K 7.2.5)$$

$$Z_P i_N = (c/\Omega) \frac{dv_{CN}}{dt} \quad (K 7.2.6)$$

hiszen $(c/\Omega)/(Z_P \omega_p) = C_s$. Az (1/2)-del szorzott utolsó két egyenletet először összeadva, majd kivonva

$$\frac{dx_2}{dt} = \frac{\Omega}{c} x_1 \quad (K 7.2.7)$$

$$\frac{dx_7}{dt} = \frac{\Omega}{c} x_6 \quad (K 7.2.8)$$

relációkhoz jutunk.

A csomóponti egyenlet a P_1 pontra

$$Z_P (i_N + i_P) + 2 \frac{d(1/2)(x_4 - x_3)}{dt} = 2 \frac{d(1/2)(x_3 + x_4)}{dt}$$

mivel $(2/Z_P \omega_p) = 2C_P$. Innen

$$\frac{dx_3}{dt} = x_1 \quad (K 7.2.9)$$

A csomóponti egyenlet a P_2 pontra

$$Z_P (i_P + i_N) = 2 \frac{d \frac{1}{2}(x_4 + x_3)}{dt} + Z_P i_L + 2\xi_p v_o$$

mivel $R_P = Z_P / 2\xi_p$. Figyelembe véve (7.4.13)-at

$$\frac{dx_4}{dt} = x_1 - 2\xi_p x_4 - x_5 \quad (K 7.2.10)$$

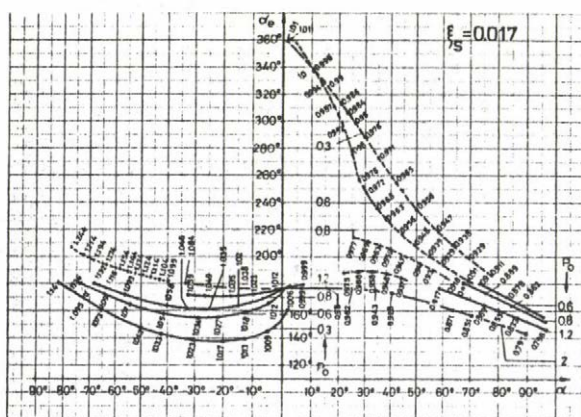
Végül a feszültségegyenlet a terhelés induktivitására

$$\frac{dx_5}{dt} = \frac{dz_p i_L}{dt} = x_4$$

(K 7.2.11)

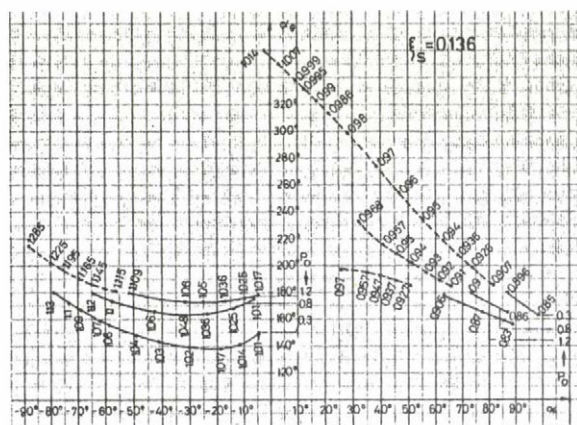
mivel $z_p / \omega_p = L_p$.

Az alábbi ábrákban a szaggatott vonal az 1 és 2 állapotok, a folytonos vonal a 0 és 1 állapotok váltakozását jelöli.



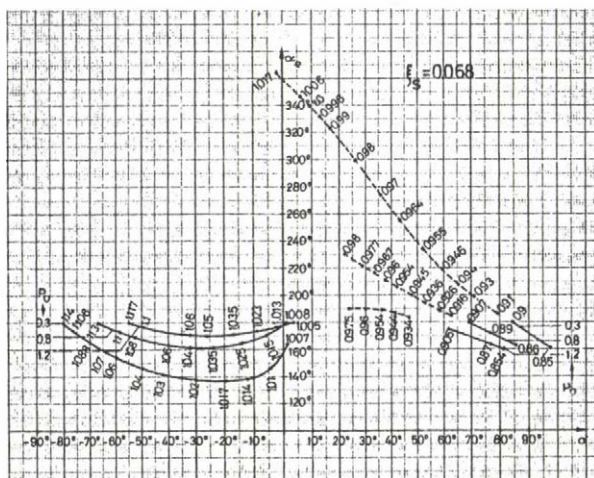
K 7.5.1 ábra

P_O = áll. görbék az $\alpha_e \sim \alpha$ sikon



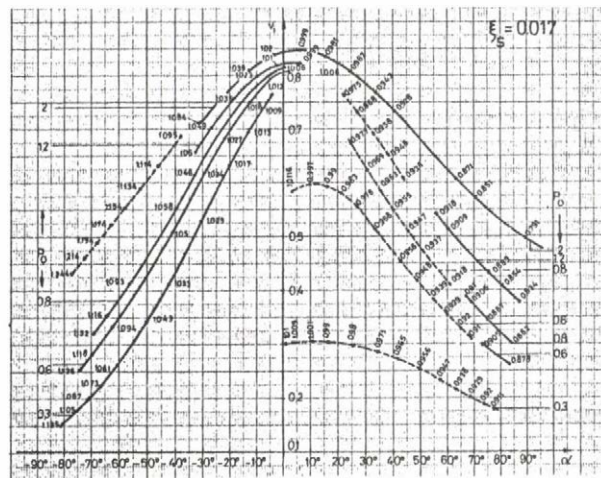
K 7.5.2 ábra

P_O = áll. görbék az $\alpha_e \sim \alpha$ sikon



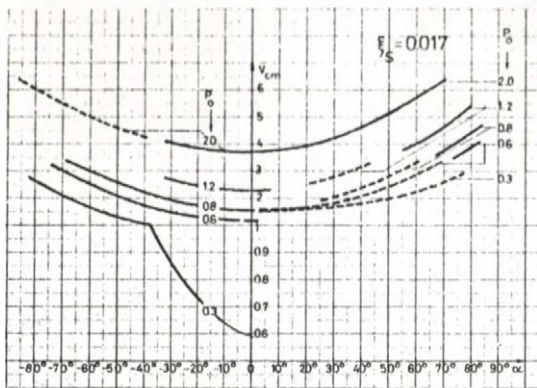
K 7.5.3 ábra

P_O = áll. görbék az $\alpha_e \sim \alpha$ sikon



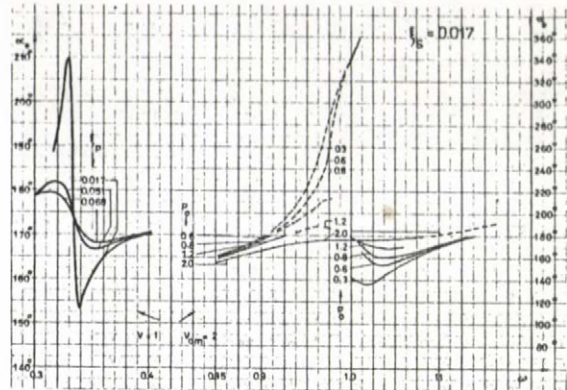
K 7.5.4 ábra

P_O = áll. görbék a $v_i \sim \alpha$ sikon



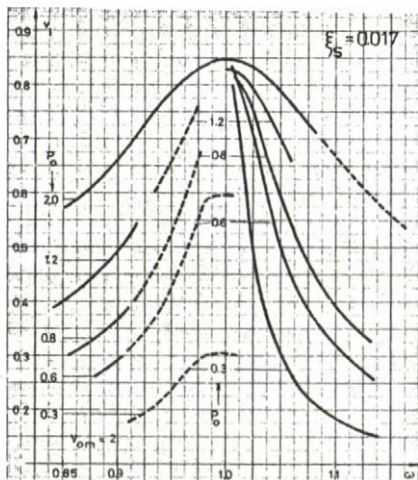
K 7.5.5 ábra

$P_O = \text{áll.}$ görbék a $V_{cm} \sim \alpha$ síkon



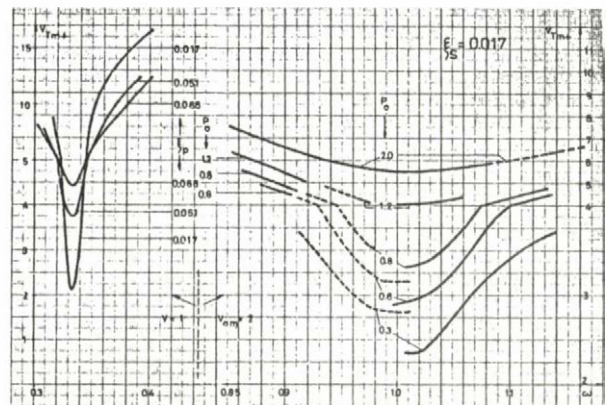
K 7.5.6 ábra

$P_O = \text{áll.}$ görbék névleges és harmadfrekvencia környékén az $\alpha \sim \omega$ síkon



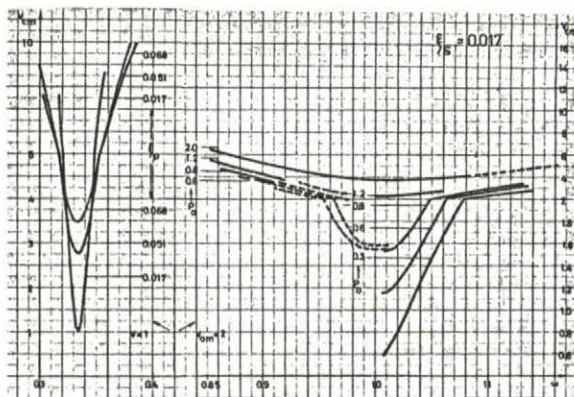
K 7.5.7 ábra

$P_O = \text{áll.}$ görbék a $v_1 \sim \omega$ síkon



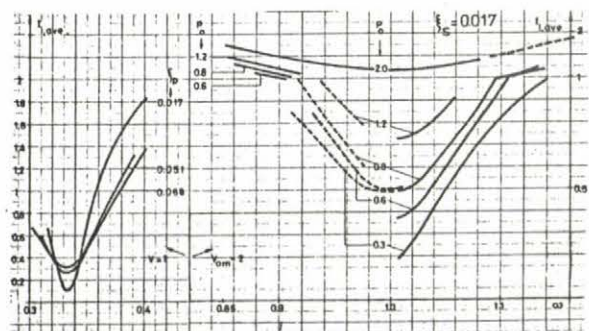
K 7.5.8 ábra

$P_O = \text{áll.}$ görbék névleges és harmadfrekvencia környékén a $V_{cm} \sim \omega$ síkon



K 7.5.9 ábra

$P_O = \text{áll.}$ görbék névleges és harmadfrekvencia környékén a $V_{Tm+} \sim \omega$ síkon



K 7.5.10 ábra

$P_O = \text{áll.}$ görbék névleges és harmadfrekvencia környékén $I_{1,ave} \sim \omega$ síkon

